PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1936. Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

S. Erk und A. Keller, Die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen. S. 353.

E. Ganz und W. Gerlach, Über die Temperaturabhängigkeit der Wasserabsorption in Salzlösungen. (Vorläufige Mitteilung.) S. 358.

Berichte:

K. Diebner und E. Graßmann, Künstliche Radioaktivität. S. 359.

Zuschriften:

E. Justi und H. Scheffers, Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld. S. 383.

Nachrichten. S. 384.

ABHANDLUNGEN.

Die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen.

Von S. Erk und A. Keller.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Grund der Untersuchung.

Die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten gehört mit zu den am wenigsten untersuchten Stoffwerten. Die Gründe dafür darf man wohl einerseits in der Schwierigkeit der Messungen suchen, andererseits darin, daß die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten für die physikalische Forschung bisher keine besondere Bedeutung erlangt hat. Von seiten der technisch-physikalischen Forschung besteht nun ein ausgesprochenes Bedürfnis, die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten zu kennen, da eine erfolgreiche Aufklärung der Wärmeübertragung an Flüssigkeiten mit Hilfe des Ähnlichkeitsprinzips zur Zeit am stärksten gehemmt wird durch unsere mangelhafte Kenntnis dieses Stoffwertes.

Bekanntlich beruht das Ähnlichkeitsprinzip auf der Verwendung dimensionsloser Kenngrößen, in denen außer anderen Stoffwerten bei Wärmeübergangsproblemen auch die Wärmeleitfähigkeit vorkommt. Die Kenntnis der Dichte, Zähigkeit, Ausdehnung und spezifischen Wärme ist aber in diesem Fall nahezu wertlos, solange man nicht auch die Wärmeleitfähigkeit mit derselben Genauigkeit kennt, wie ja auch die Tragkraft einer Kette durch ihr schwächstes Glied bestimmt wird.

Die meisten Untersuchungen des Wärmeüberganges mußten daher mit Wasser ausgeführt werden, da dessen Eigenschaften hinreichend vollständig bekannt sind. Wasser hat aber den Nachteil, daß seine Zähigkeit – die Eigenschaft, von der die Konvektion stark beeinflußt wird – wesentlich geringer ist als die der meisten in der Technik in Frage kommenden Flüssigkeiten. Der Wärmeübergang beim Modellversuch mit Wasser verläuft daher häufig wesentlich anders als in der Wirklichkeit. Es ist aus diesem Grunde wichtig, gerade die Eigenschaften von zäheren Flüssigkeiten zu untersuchen. Da für die Auswertung einer Wärmeübergangsuntersuchung mit Hilfe des Ähnlichkeitsprinzips an einem anderen Institut die Wärmeleitzahl eines bestimmten Glyzerin-Wassergemisches benötigt wurde, erweiterten wir die für diesen Zweck ausgeführten Messungen, um möglichst vollständig die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Konzentration zu erfassen.

2. Beschreibung der Versuchseinrichtung.

Die Versuchseinrichtung wurde mit einigen Verbesserungen der von Jakob[1]) zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Wasser entwickelten nachgebildet; sie ist in Abb. 1 dargestellt.

Die Versuchsflüssigkeit wird in 3 mm dicker Schicht *a* zwischen zwei runde Kupferplatten *b* und *c* von 117 mm Durchmesser gebracht, die durch drei kleine, 3 mm dicke, Glasplättchen *d* auseinander gehalten werden. Die in dem Heizkörper *e* erzeugte, aus Stromstärke und Spannung genau bestimmte Wärmemenge Q strömt

1) M. Jakob, Ann. Phys. **63**, 537, 1920.

senkrecht nach unten durch die Flüssigkeitsschicht, so daß darin keine Konvektionsströmungen entstehen können, und wird von der Unterseite des Aluminiumklotzes *f* durch Kühlwasser abgeführt, das bei *g* ein- und bei *h* austritt.

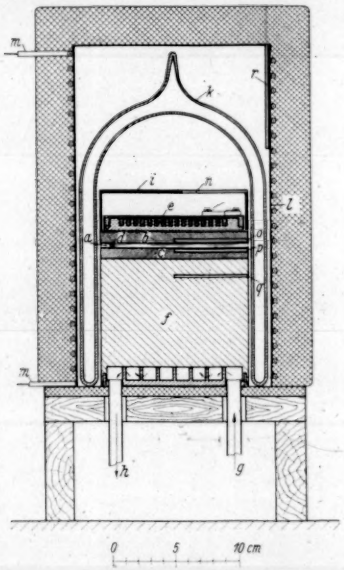


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Messung der Wärmeleitzahl von Flüssigkeiten.

Über den Heizkörper ist eine Messinghaube *i* gestülpt. Die Temperatur des eintretenden Kühlwassers konnte durch einen Thermostaten nach Höppler[1]) in dem Temperaturbereich von 1–65° C auf einige Hundertstel Grad konstant gehalten werden. Zur Verminderung des Wärmeaustausches mit der Umgebung ist über die ganze Einrichtung ein Vakuummantelgefäß *k* und darüber eine Kupferhaube *l* mit Heizwicklung *m* und einem Wattemantel gestülpt. *n*, *o*, *p* und *q* sind Bohrungen für Thermoelemente, die aus 0,2 mm dicken Eisen- und 0,25 mm dicken Konstantanschenkeln bestehen.

3. Durchführung und Auswertung der Messungen.

Wir verwendeten Glycerinum purissimum 28° Bé, DAB. 6 von Riedel & Grund, Berlin.

1) Hersteller: Gebr. Haake, Chemische Fabrik, Medingen bei Dresden.

Das Glyzerin-Wassergemisch wurde vor dem Versuch zur Entfernung von Luft etwa 1 Stunde lang auf 90–100° erhitzt und dann mit einer Meßpipette vorsichtig zwischen die beiden Kupferplatten *b* und *c* eingefüllt. Dabei wurde unter fortwährender Beobachtung sorgfältig darauf geachtet, daß sich keine Luftblasen an den Platten festsetzten.

Vor jedem Versuch wurde der Brechungsindex des Glyzerin-Wassergemisches mit einem Abbeschen Refraktometer bestimmt und daraus nach den Angaben von D. F. Stedman[1]) die Konzentration ermittelt. Nach Abschluß jedes Versuchs wurde bei höheren Temperaturen die Flüssigkeitsschicht mit Hilfe des einstellbaren Thermostaten möglichst rasch abgekühlt und dann ihre Konzentration wieder gemessen.

Als Fläche *F* der Flüssigkeitsschicht wurde bei der Auswertung der Wert am Ende der Versuche zugrunde gelegt, der bei höheren Temperaturen infolge Wasserverdampfung kleiner war als der Anfangswert. Er ergab sich dadurch, daß nach dem Versuch die Flüssigkeit aus der Meßpipette aufgefüllt wurde, bis sie mit dem Rand der Kupferplatten ohne Einbauchung abschnitt, und das nachgefüllte Volumen abgelesen wurde.

Alle Temperaturen wurden mit Thermoelementen und einer Kompensationseinrichtung nach Lindeck-Rothe bestimmt. Temperaturschwankungen traten nach Erreichung des Dauerzustandes außer bei dem äußeren Kupferzylinder nicht auf, da der Heizkörper durch eine Akkumulatorenbatterie großer Kapazität gespeist und das Kühlwasser durch den bereits erwähnten Thermostaten geregelt wurde. Wir konnten daher unbedenklich für die in den Bohrungen *o* und *p* gemessenen Temperaturen t_1 und t_2 auf der Ober- und Unterseite der Flüssigkeitsschicht entsprechend dem gewählten Wert der Flüssigkeitsfläche die Werte am Ende der Versuche einsetzen. In den Fällen, in denen infolge der erwähnten Wasserverdampfung die Temperaturen oberhalb der Flüssigkeitsschicht während des Versuches langsam anstiegen, betrug die Änderung der gesamten Verluste in 1 Stunde im ungünstigsten Fall nur 3,7 Promille, die Wärmeaufnahme der Flüssigkeit 1,1 Promille der Heizleistung. Auch in diesen Fällen durften wir daher die zeitlich zusammengehörigen Endwerte der Fläche, Temperaturen t_1 und t_2 und Glyzerinkonzentration der Auswertung zugrunde legen. Die Heizleistung betrug bei sämtlichen Versuchen etwa 11,5 kcal/h. Im Dauerzustand, der nach mehreren Stunden erreicht wurde, stellte sich dann eine Temperaturdifferenz

1) D. F. Stedman, Trans. Far. Soc. 24, 293, 1928.

($t_1 - t_2$) von 7° bis 12° ein. Die eigentlichen Beobachtungen im Dauerzustand erstreckten sich über etwa 1 Stunde.

Die Wärmeverluste, deren Berechnung in der erwähnten Arbeit von Jakob[1]) ausführlich entwickelt ist, setzen sich aus folgenden Einzelverlusten zusammen:

a) Die Wärmemengen, die durch die drei Glasplättchen (Gesamtfläche 39 mm² = 3,6 Promille der Flüssigkeitsfläche) zwischen den Kupferplatten, durch den Luftspalt zwischen der Flüssigkeitsschicht und der Innenwand des Dewar-Gefäßes, durch die Zuleitungsdrähte des Heizkörpers und die beiden in den Bohrungen n und o oberhalb der Flüssigkeitsschicht befindlichen Thermoelemente von oben nach unten strömen. Diese Verluste betrugen bei unseren Versuchen etwa 2 Proz. der Heizleistung.

b) Die zur Verdampfung von Wasser während des Versuches aufgewendete Wärme. Ihr Betrag ergibt sich aus dem Unterschied der vor und nach jedem Versuch mit einem Abbeschen Refraktometer gemessenen Konzentration, der Verdampfungswärme des Wassers und der Mischungswärme. Dieser Wärmeverlust betrug im Höchstfall 2 Proz. der Heizleistung.

Anfänglich kondensierte sich bei den höheren Versuchstemperaturen ein Teil des verdampften Wassers an der Innenwand oberhalb der Flüssigkeitsschicht. Die Kondensationswärme dieser Wassermenge müßte bei der Verlustberechnung berücksichtigt werden; da dies aber nur recht ungenau durchführbar gewesen wäre, wurde durch die – bei den ersten Versuchen noch nicht vorhandene – Schutzheizung m der Kupferhaube l erreicht, daß auch bei den höchsten untersuchten Temperaturen sich kein Wasser oberhalb der Flüssigkeitsschicht niederschlug.

Die Verdampfung von Glyzerin kann gegenüber der von Wasser vernachlässigt werden, da z. B. bei 70° der Dampfdruck des reinen Glyzerins 0,017 mm Hg, der des reinen Wassers 234 mm Hg beträgt.

c) Die in der Innenwand des Dewargefäßes nach unten strömende Wärmemenge. Die Berechnung dieses Verlustes ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da weder die Dicke des Glases noch seine Wärmeleitfähigkeit genau bekannt sind. Nach unserer Berechnung, der wir die früher von Jakob verwendeten Konstanten zugrunde legten, erreichte er höchstens 2½ Proz. der Heizleistung.

d) Die durch Strahlung und Leitung senkrecht zur Wand des Dewargefäßes nach außen abgegebene Wärmemenge. Um der Berechnung des Strahlungsverlustes eine genau bestimmte, über die ganzen strahlenden Flächen konstante Temperatur zugrunde legen zu können, ist der Heizkörper mit der Messinghaube i und das Dewargefäß mit der Kupferhaube l umgeben. Die Temperaturen dieser beiden in Strahlungsaustausch stehenden Flächen wurden mit Thermoelementen in der Bohrung n bzw. dem Röhrchen r gemessen. Die Konstanten zur Berechnung der – durch die Schutzheizung unter 1 Proz. der Heizleistung Q gehaltenen – Verluste waren bereits früher an der Jakobschen Versuchseinrichtung durch besondere Messungen ermittelt und konnten von uns übernommen werden, da wir ein Dewargefäß aus derselben Lieferung wie die Jakobschen verwendeten.

e) Die Wärme, die bei Änderung der Temperatur der oberhalb der Flüssigkeitsschicht liegenden Teile im Dewargefäß von diesen aufgenommen bzw. abgegeben wird. Sie kann aus den Gewichten und spezifischen Wärmen genügend genau berechnet werden und blieb stets unter 1 Proz. der Heizleistung.

In den Gleichungen zur Berechnung der Verluste nach a, c und d sind Konstante enthalten, deren Werte seinerzeit von Jakob experimentell bestimmt wurden. Auf Grund besonderer Versuche, bei denen sich Luft an Stelle der Versuchsflüssigkeit zwischen den Kupferplatten befand, wurden diese Konstanten nachgeprüft und eine beobachtete Abweichung von etwa 9 Proz. der Verluste, die durch kleine Änderungen unserer Meßanordnung verursacht war, entsprechend berücksichtigt.

Die gesamten Wärmeverluste waren im Mittel etwa 4½ Proz., im Höchstfall 6,3 Proz. der Heizleistung. Aus der Heizleistung Q, den Verlusten Q', der Dicke δ und der Fläche F der Flüssigkeitsschicht und den Temperaturen t_1 und t_2 kann die Wärmeleitzahl λ berechnet werden nach der Gleichung

$$\lambda = \frac{(Q - Q') \cdot \delta}{F(t_1 - t_2)} . \qquad (1)$$

Da man mit genügender Annäherung in dem Temperaturbereich zwischen t_1 und t_2 lineare Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitzahl annehmen darf, gibt Gleichung (1) den Wert von λ für die mittlere Temperatur $\frac{t_1 + t_2}{2}$.

4. Versuchsergebnisse.

Es wurden insgesamt 12 Versuche bei Temperaturen zwischen 6° und 72° und Glyzerinkonzentrationen zwischen 18 und 88 Gew.-Proz. Glyzerin ausgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle I und Abb. 2 zusammengestellt.

[1]) M. Jakob, a. a. O.

Tabelle I.

Wärmeleitzahlen von Glyzerin-Wassergemischen (Versuchsergebnisse).

Versuchs-Nr.	Mittlere Temperatur	Gewichtsproz. Glyzerin	λ in kcal · m^{-1} · h^{-1} · Grad^{-1}
1	5,9	31,5	$0{,}397_4$
2	7,0	62,5	$0{,}325_3$
3	8,4	87,5	$0{,}260_3$
4	24,15	17,6	$0{,}455_7$
5	25,3	39,2	$0{,}395_2$
6	24,4	72,6	$0{,}304_1$
7	24,9	87,8	$0{,}263_9$
8	49,1	72,6	$0{,}311_1$
9	70,0	31,4	$0{,}467_0$
10	70,1	51,8	$0{,}408_9$
11	67,3	58,0	$0{,}386_6$
12	72,2	87,5	$0{,}275_1$

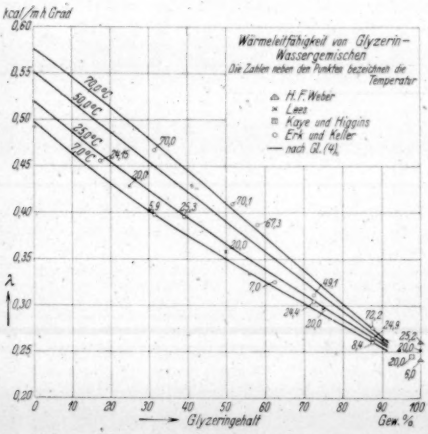


Abb. 2. Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen.

Wie in Abb. 2 zu erkennen ist, scheint λ, als Funktion der Glyzerinkonzentration aufgetragen, für 70° eine schwache Krümmung nach der Abszissenachse, für 25° und darunter eine umgekehrte Krümmung aufzuweisen. Diese Beobachtung ist auffällig und sollte noch weiter verfolgt werden. Sie läßt darauf schließen, daß bei tieferen Temperaturen andere Einflüsse überwiegen als bei höheren Temperaturen. Vielleicht besteht ein Zusammenhang mit einer Erscheinung, die Hauser[1]) und Bridgman[2]) bei der Untersuchung der Druckabhängigkeit der Zähigkeit von Wasser beobachtet haben. Sie fanden, daß die Zähigkeit des Wassers unterhalb 30° mit wachsendem Druck zuerst ab- und dann zunimmt und führten diese Anomalie — die bei höheren Temperaturen nicht mehr besteht — auf die Assoziation des Wassers zurück. Man könnte sich denken, daß die Assoziation auch eine Verbiegung der linken Seite der Isothermen in Abb. 2 nach oben verursacht, die bei höheren Temperaturen, entsprechend der geringeren Assoziation, nicht mehr zur Geltung kommt. Bei niedrigen Temperaturen (starker Assoziation) würde also bereits durch eine kleine Beimengung von Glyzerin in erheblichem Maße eine Zerstörung der Molekülkomplexe und dementsprechend eine starke Herabsetzung der Wärmeleitfähigkeit erfolgen. Leider ist die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeitsgemischen zu wenig untersucht, als daß ähnliche Beobachtungen bei anderen Stoffen bekannt wären. Auch die geringe Zahl unserer Messungen gestattet nicht, den Kurvenverlauf sicher festzulegen, jedoch würde bei Annahme einer durchwegs linearen Konzentrationsabhängigkeit die Abweichung unserer Meßpunkte von den Isothermen die Unsicherheit unserer Messungen, die etwa $\pm$ 2 Proz. betragen dürfte, überschreiten.

Wenn die Isothermen für 25° und 70° entgegengesetzte Krümmung zeigen, so muß eine dazwischenliegende Isotherme (etwa bei 50°) eine Gerade sein. Zur Darstellung unserer Versuchsergebnisse in einer praktisch brauchbaren Form gingen wir dementsprechend von dieser geradlinigen Isotherme für 50° aus. Als den einen Endpunkt wählten wir das Mittel aus den Angaben von Jakob und Schmidt und Sellschopp[1]) für die Wärmeleitfähigkeit von Wasser. Den anderen Endpunkt interpolierten wir für 87,6 Proz. Glyzeringehalt aus unseren Messungen bei 8,4°, 24,9° und 72,2°. Daraus ergab sich für die Isotherme von 50° die Gleichung

$$\lambda_{50°} = 0{,}5513\,(1 - 0{,}5831 \cdot c)\,, \qquad (2)$$

worin c, ebenso wie später in Gleichung (4), den Glyzeringehalt in Gewichtsbruchteilen bedeutet. Nun machten wir die weitere, naheliegende Annahme, daß der Temperaturkoeffizient a der Wärmeleitung bei konstanter Konzentration, definiert durch die Gleichung

$$\lambda_t = \lambda_{50}(1 + a(t - 50)) \qquad (3)$$

zwischen 6° und 70° selbst unabhängig von der Temperatur ist. Abb. 3 zeigt die mit dieser Annahme aus unseren Messungen und der 50°-Isotherme berechnete Kurve für a, die so ausgeglichen ist, daß keiner unserer Meßpunkte um mehr als 2 Proz. von dem aus ihr und Gleichung (4) berechneten Werte abweicht.

1) L. Hauser, Ann. Phys. **5**, 597, 1901.
2) P. W. Bridgman, Phys. Rev. (2) **25**, 899, 1925; Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 603, 1925.

1) E. Schmidt u. W. Sellschopp, Forsch. a. d. Geb. d. Ingenieurwes. **3**, 277, 1932.

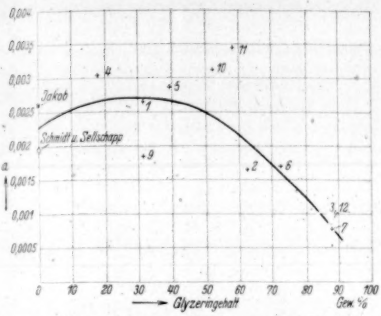


Abb. 3. Temperaturkoeffizient a nach Gleichung (3) abhängig von der Konzentration.

Aus Gleichung (2) und (3) erhält man dann für das Temperaturgebiet $6° < t < 72°$ und den Glyzeringehalt $0 < c < 0{,}88$ die Gleichung

$$\lambda = 0{,}5513(1 - 0{,}5831 \cdot c)\left(1 + a(t - 50)\right), \quad (4)$$

worin für a die Werte der Kurve aus Abb. 3 oder der Tabelle II einzusetzen sind. Auf diese Weise sind die in Abb. 2 eingezeichneten Isothermen und die Werte der Tabelle III ermittelt.

Tabelle II.

Temperaturkoeffizient a nach Gleichung (3).

c	a	c	a
0,0	0,00227	0,50	9,00248
0,05	0,00233	0,55	0,00233
0,10	0,00254	0,60	0,00216
0,15	0,00263	0,65	0,00197
0,20	0,00268	0,70	0,00174
0,25	0,00270	0,75	0,00150
0,30	0,00270	0,80	0,00124
0,35	0,00270	0,85	0,00098
0,40	0,00265	0,90	0,00066
0,45	0,00259		

Tabelle III.

Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen.

[Ausgeglichene Werte nach Gleichung (4)].

Gewichtsproz. Glyzerin	Temperatur in Grad C.				
	10	20	30	50	70
0	0,501	0,514	0,526	0,551	0,576
10	0,466	0,480	0,493	0,519	0,546
20	0,435	0,448	0,461	0,487	0,513
30	0,406	0,418	0,430	0,455	0,479
40	0,378	0,389	0,400	0,423	0,445
50	0,352	0,362	0,371	0,391	0,410
60	0,328	0,335	0,343	0,358	0,374
70	0,304	0,309	0,315	0,326	0,338
80	0,280	0,283	0,287	0,294	0,301
90	0,255	0,257	0,259	0,262	0,265

5. Vergleich mit früheren Messungen

Über Messungen der Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin nach verschiedenen Verfahren liegen zahlreiche Berichte vor[1]). Die Werte weichen voneinander ziemlich stark ab, außerdem fehlt häufig eine Angabe über den Wassergehalt. Ihre Beurteilung wird jedoch ermöglicht dadurch, daß von sämtlichen genannten Autoren mit jeweils derselben Versuchsanordnung auch Wasser untersucht worden ist. Die Wärmeleitfähigkeit des Wassers andererseits ist seit den Messungen von Jakob[2]) und von E. Schmidt und W. Sellschopp[3]) als auf etwa 2 Proz. genau bekannt anzusehen. Unterdrücken wir dementsprechend alle jene Ergebnisse für Glyzerin, bei denen die entsprechenden Zahlen für Wasser sowohl von den Jakobschen als auch von den Schmidt-Sellschoppschen Werten um mehr als 5 Proz. abweichen, so bleiben nur drei Autoren übrig, deren Ergebnisse in Abb. 2 mit aufgenommen wurden:

1. H. F. Weber[4]) fand mit einem nichtstationären Verfahren für Wasser Wärmeleitzahlen, die mit Ausnahme eines Wertes bei 4,1° C in recht guter Übereinstimmung mit den (späteren) Messungen von Jakob stehen. Derselbe Autor fand für Glyzerin bei 6° C: $\lambda = 0{,}241$, bei 25,2° C: $\lambda = 0{,}260 \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$.
2. Lees[5]), der mit einem relativen stationären Verfahren arbeitete, dabei jedoch anscheinend einige Vorsichtsmaßregeln und anzubringende Korrekturen außer acht ließ (siehe hierzu Jakob[2]), fand für Glyzerin bei 25°: $\lambda = 0{,}245$, bei 48°: $\lambda = 0{,}221 \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$. Seine Werte für Wasser, die zum Teil sehr schlecht sind (sie ergeben einen beträchtlichen negativen Temperaturkoeffizienten der Wärmeleitfähigkeit, während er in Wirklichkeit zweifelsfrei für das betreffende Temperaturgebiet positiv ist), liefern bei Interpolation auf 20° richtige Werte. Wir können jedenfalls für reines Glyzerin nur den λ-Wert bei 25° zum Vergleich heranziehen bzw. den von ihm selbst für 20°

1) A. Winkelmann, Pogg. Ann. **153**, 481 (1874). H. F. Weber, Wied. Ann. **10**, 103, 304, 472 (1880) und Sitzungsberichte der Berliner Akademie 1885, S. 809. C. Christiansen, Wied. Ann. **14**, 23, (1881). L. Graetz, Wied. Ann. **25**, 337 (1885). Ch. Lees, Phil. Trans. (A) **191**, 399 (1898). R. Weber, Ann. d. Phys. **11**, 1047 (1903). R. Goldschmidt, Phys. Z. S. **12**, 417 (1911). G. W. C. Kaye und W. F. Higgins, Proc. Roy. Soc. London (A) **117**, 459 (1928).

2) M. Jakob, a. a. O.

3) E. Schmidt u. W. Sellschopp, a. a. O.

4) H. F. Weber, a. a. O.

5) Ch. Lees, a. a. O.

angegebenen, vermutlich interpolierten Wert $0{,}252\ \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$.

Lees hat auch die Wärmeleitfähigkeit von Glyzerin-Wassergemischen gemessen. Er findet bei 20° C die in Tabelle IV wiedergegebenen Werte.

3. Kaye und Higgins[1]), deren Wärmeleitzahlen für Wasser (gemessen zwischen 25° und 50° C) für die tieferen Temperaturen etwas zu hoch zu sein scheinen, geben für etwas wasserhaltiges Glyzerin bei 20° den Wert $0{,}245\ \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$, als Temperaturkoeffizienten β (definiert durch $\lambda_t = \lambda_0\,(1 + \beta t)$) den Wert $+\ 0{,}00053\ \frac{1}{\text{Grad}}$ an. Die von ihnen angegebene Dichte entspricht 97,7 Proz. Glyzerin.

Beim Vergleich mit unseren Messungen bemerken wir zunächst, daß die Werte, die Lees für Mischungen bei 20° C angibt, in recht guter Übereinstimmung mit unseren Messungen stehen. Wir stellen die von Lees für 20° angegebenen Werte den aus unserer Formel gefundenen gegenüber:

Tabelle IV.

Gewichtsproz. Glyzerin	λ in $\frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$	
	Nach unserer Formel	Nach Lees
25	0,433	0,428
50	0,361	0,364
75	0,296	0,292

Obwohl die Messungen von Lees im ganzen als unsicher zu bezeichnen sind, scheinen die Werte für 20° also gut zu sein; wie schon erwähnt, stimmt auch sein Wert für Wasser bei dieser Temperatur mit den neueren Messungen gut überein.

Unsere Extrapolation auf reines Glyzerin, die jedoch mit Vorbehalt aufzunehmen ist, liefert für 20° den Wert 0,230, während Lees $0{,}252\ \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$ findet. Unsere Extrapolation auf die Konzentration von Kaye und Higgins ergibt 0,236 gegenüber $0{,}245\ \frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$ bei Kaye und Higgins. Für 25° ergibt bei uns die Extrapolation 0,230, während Weber für 25,2° den Wert 0,260 angibt.

1) G. W. C. Kaye u. W. F. Higgins, a. a. O.

Zu einer während der Drucklegung erschienenen Arbeit von O. K. Bates[1]) werden wir demnächst Stellung nehmen.

Zusammenfassung.

Die Wärmeleitfähigkeit wäßriger Glyzerinlösungen wurde bei Temperaturen zwischen 6° C und 72° C und Konzentrationen zwischen 18 und 88 Gew.-Proz. Glyzerin mit einer geschätzten Meßgenauigkeit von ± 2 Proz. gemessen. Eine Gleichung wurde aufgestellt, die zusammen mit einer Kurve oder Tabelle für die Temperaturkoeffizienten unsere Ergebnisse auf ± 2 Proz. genau wiedergibt. Die Versuchsergebnisse wurden mit bisherigen Messungen verglichen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Bewilligung eines Stipendiums, dem Verein Deutscher Ingenieure für die Überlassung von Mitteln für Instrumente.

(Eingegangen 20. März 1936.)

Über die Temperaturabhängigkeit der Wasserabsorption in Salzlösungen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Ernst Ganz und Walther Gerlach.

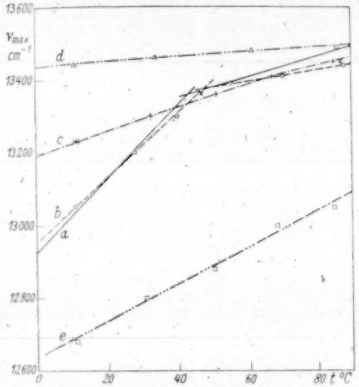
In einer in den Annalen der Physik in Druck befindlichen Arbeit werden Messungen über die Verschiebung und Verschärfung der H_2O-Absorptionsbande 0,762 μ durch Temperaturerhöhung von 10° C auf 90° C mitgeteilt. Die Untersuchung der gleichen Bande in wässerigen Salzlösungen zeigte, daß diese Bande durch Chloride nur verstärkt, nicht aber verschoben wird. Nitrat, Chlorat und besonders Perchlorationen dagegen verschärfen die 0,762 μ-Bande und verschieben sie nach kurzen Wellenlängen in ähnlicher Weise wie eine Temperaturerhöhung des reinen Wassers. Messungen der Lage der Absorptionsmaxima des Wassers in Salzlösungen bei verschiedenen Temperaturen ergaben die in der Abbildung wiedergegebenen Resultate.

Die Lage des Maximums der Absorption des reinen Wassers (Kurve *a*) ändert sich mit steigender Temperatur bis zu ~40° stark, dann bis 90° nur noch wenig[2]). Durch Chloridzusatz wird hieran wenig geändert (Kurve *b* ○). Dagegen verschwindet die starke Temperaturabhängigkeit der Lage des Maximums bei tieferen Temperaturen, wenn dem Wasser $NaNO_3$ oder $NaClO_3$ (Konzentration über 3 normal) zugesetzt wird: Die Lage der Absorptionsmaxima ändert sich

1) Ind. Eng. Chem. **28**, 494, 1936.

2) Da die Meßgenauigkeit nicht gestattet, den Übergang von großem zu kleinem Temperaturkoeffizienten bei 40° detailliert anzugeben, wurden die Kurven schematisch als Gerade gezeichnet.

zwischen 10° und 90° wenig und praktisch linear mit der Temperatur (Kurve *c*, × Nitrat, + Chlorat). Die Lage des Maximums der Natriumperchloratlösung ist noch weniger abhängig von der Temperatur (Kurve *d* △).



Verschiebung des Maximums der Absorptionsbande des Wassers bei 0,762 μ als Funktion der Temperatur.

a ——— Wasser 3× dest.
b – – – ○ *NaCl* 3,72 normale Lösung.
c – · – · – + $NaClO_3$ 4,81 normale Lösung, × $NaNO_3$ 5,89 normale Lösung.
d – · · – △ $NaClO_4$ 5,57 normale Lösung.
e – · · · – □ *HlC* 9,24 normale Lösung.

Diese Temperaturabhängigkeit der Lage des Absorptionsmaximums steht in direktem Zusammenhang mit der Verschiebung desselben durch den Salzzusatz bei tiefer Temperatur. Je mehr ein Salz (bzw. dessen negative Ionen) das Maximum der Wasserabsorptionsbande bei 10° nach kurzen Wellen verschiebt, desto weniger ändert die steigende Temperatur seine Lage. Je mehr ein Salzzusatz die Wasserabsorptionsbande verstärkt, desto weniger wird sie durch steigende Temperatur noch weiter verstärkt. Auch der umgekehrte Einfluß von *HCl* auf die Absorption des Wassers bei Zimmertemperatur — zunehmende Verflachung und Verschiebung des Maximums nach größeren Wellenlängen — macht sich in entsprechender Weise in der Temperaturabhängigkeit der Salzsäureabsorption bemerkbar: es tritt bis zu 90° eine starke Verschiebung des Maximums ein (Kurve *e* □).

Die Änderung der Absorption der 0,762 μ-Bande des Wassers durch Temperaturerhöhung einerseits, durch Salzzusatz andererseits beruht also auf der gleichen Änderung der Wasserstruktur; es besteht offensichtlich eine völlige Äquivalenz des Einflusses der Temperatur und des Einflusses der Ionen auf die Struktur des Wassers. Das in der Lösung enthaltene Wasser absorbiert wie reines Wasser einer um so höheren Temperatur, je größer die Ionen des gelösten Stoffes sind (H', Cl', ClO_3', ClO_4'). Ein solcher Zusammenhang wird durch Bernals und Fowlers Anschauung[1]) über die quasi-kristalline Struktur des flüssigen Wassers gefordert, welche durch kleine Ionen oder tiefe Temperatur verfestigt, durch große Ionen oder höhere Temperaturen gelockert wird.

Eine ausführlichere Darstellung unserer Messungen, welche auch die Abhängigkeit der beschriebenen Erscheinungen von der Konzentration für verschiedene Salzlösungen betreffen, erscheint in der Zeitschrift für physikalische Chemie, Abt. B.

1) J. D. Bernal und R. H. Fowler, Journ. Chem. Phys. **1**, 515, 1933.

München, Physikalisches Institut der Universität, März 1936.

(Eingegangen 28. März 1936.)

BERICHTE.

Künstliche Radioaktivität.

Von K. Diebner und E. Graßmann.

Die künstliche Radioaktivität ist eine besondere Art der Atomumwandlung. Die erste Atomumwandlung wurde von Rutherford durch Beschießen von Stickstoff mit α-Strahlen entdeckt.

$$N_7^{14} + \alpha_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1.$$

Bei den Symbolen für die Elemente steht unten die Ordnungszahl und oben das ganzzahlige Atomgewicht. Der Prozeß verläuft so, daß das α-Teilchen im Kern verbleibt und ein Proton herausgeworfen wird. Es handelt sich also nicht um eine Atomzertrümmerung, sondern um einen Aufbauprozeß, denn der entstehende Atomkern ist schwerer, enthält also mehr Elementarteilchen als der Ausgangskern. Der neuentstandene Kern unterscheidet sich von dem ursprünglichen um 3 Einheiten in der Masse, um eine Einheit in der Kernladung. Ebenso wie das hier gebildete Isotop des Sauerstoffs mit dem Atomgewicht 17 waren die bei den bis vor kurzem bekannten künstlichen Umwandlungsprozessen neu entstehenden Atomkerne stabil und aus der Isotopenforschung zum großen Teil schon bekannt.

Neben diesen Umwandlungsprozessen, bei denen bekannte stabile Atomkerne entstehen, werden bei der künstlichen Radioaktivität zunächst instabile Atomarten gebildet, die erst durch einen nachfolgenden Zerfall unter Aussendung positiver oder negativer Elektronen zu einem stabilen Endprodukt führen.

Während die bisherigen Umwandlungen momentan verliefen und nur solange stattfanden, wie die Strahlenwirkung andauerte, handelt es sich hier um einen Vorgang ähnlich denen der natürlich radioaktiven Prozesse.

Die radioaktiven Atome besitzen instabile Kerne, deren Zerfall nach dem Wahrscheinlichkeitsgesetz erfolgt. Ihre Stabilität ist durch die Halbwertszeit gegeben, d. h. die Zeit, in der die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Atome zerfallen ist.

Solche künstlich radioaktiven Atome, deren Zerfall nach Unterbrechung der Bestrahlung nach einem zeitlichen Exponentialgesetz vor sich geht, konnten zuerst durch Bestrahlung mit *Po*-α-Teilchen nachgewiesen werden.

Durch Wilsonaufnahmen zeigte sich, daß die ausgehenden Teilchen Positronen, zuweilen auch Elektronen sind, deren Intensitätsabfall ebenfalls durch eine Halbwertszeit charakterisiert ist. Eine künstliche Aktivierung durch Korpuskularstrahlen wurde mit α-Teilchen, Protonen, Deutonen, Elektronen und Neutronen erzielt, wobei die Umwandlung durch geladene Teilchen wegen der Coulombschen Kräfte nur bis zu einer gewissen Ordnungszahl gelingt. Allerdings werden von Petterson und Schintlmeister Umwandlungen durch α-Teilchen auch bei schweren Elementen vermutet.

Bei derartigen Umwandlungen spielen wohl Resonanzvorgänge eine wesentliche Rolle. Die Erscheinung läßt sich nach Gamow erklären, der den Atomkern als Potentialmulde auffaßt und das Auftreten eines selektiven Ausbeutemaximums durch die Wechselwirkung der beiden Atomkerne in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit erklärt. Die Eindringwahrscheinlichkeit wird bei Resonanzvorgängen größer. Experimentell wurden solche Vorgänge zuerst von H. Pose[1]) bestätigt.

Im folgenden sind die einzelnen Kapitel nach Elementen unterteilt. Neben dem Symbol steht die Ordnungszahl.

I. Künstliche Radioaktivität durch α-Strahlen.

3. *Li*. Bei Lithium ist eine Aktivität beobachtet worden, für die entsprechend den beiden *Li*-Isotopen zwei Beziehungen angesetzt werden:

$$1.\ Li_3^6 + \alpha_2^4 \rightarrow B_5^9 + n_0^1, \qquad B_5^9 \rightarrow Be_4^9 + e^+;$$

$$2.\ Li_3^7 + \alpha_2^4 \rightarrow Be_4^{10} + H_1^1, \qquad Be_4^{10} \rightarrow B_5^{10} + e^+.$$

Die Halbwertszeit wird nur für den ersten Prozeß von Meitner (37) zu einigen Minuten angegeben.

Die in Prozeß 1 emittierten Neutronen haben nach Meitner eine obere Energiegrenze von $3 \cdot 10^5$ eV, die in Prozeß 2 emittierten Protonen eine solche von $0{,}7 \cdot 10^6$ eV.

Savel (34) findet, daß die von Bothe und Becker entdeckte γ-Strahlung bei einer Energie der α-Teilchen von $2{,}8 \cdot 10^6$ eV einsetzt. Zur Erregung der Neutronenemission gehört eine Mindestenergie der α-Teilchen von $5 \cdot 10^6$ eV.

Im Gegensatz zu anderen Forschern konnte Schnetzler (141) bei der Beschießung von Lithium mit α-Teilchen keine Positronen und damit keine Bestätigung eines radioaktiven Vorganges finden. Auch die von ihm beobachteten Neutronen sind nicht auf obige Kernreaktion zurückzuführen, und zwar aus folgendem Grunde: Die Ausbeute des ersten Prozesses ist nach Meitner und Philipp $4 \cdot 10^{-6}$ Neutronen pro α-Teilchen. Vergleicht man diesen Wert mit der von Ellis und Henderson (51) angegebenen Ausbeute beim Aluminiumprozeß: $9 \cdot 10^{-9}$ Neutronen pro α-Teilchen, so wären unter denselben Versuchsbedingungen bei Lithium etwa 100mal soviel Neutronen wie beim *Al*-Prozeß zu erwarten. Schnetzler fand jedoch bei Lithium nur den 20. Teil der Neutronen im Vergleich zu Aluminium. Er schreibt deshalb die gefundenen Neutronen dem Prozeß

$$Li_3^7 + \alpha_2^4 \rightarrow B_5^{10} + n_0^1$$

zu.

5. *B*. Bei der Beschießung von Bor mit α-Teilchen werden Neutronen und Positronen emittiert, die folgenden beiden Kernreaktionen zugeschrieben werden:

$$1.\ B_5^{10} + \alpha_2^4 \rightarrow N_7^{13} + n_0^1, \qquad N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + e^+;$$

$$2.\ B_5^{11} + \alpha_2^4 \rightarrow N_7^{14} + n_0^1.$$

Die Richtigkeit des ersten Umwandlungsprozesses ist durch den chemischen Nachweis des radioaktiven Stickstoffs sichergestellt (16). Im Zusammenhang mit den Untersuchungen an Aluminium wird auf die Methode eines solchen chemischen Nachweises näher eingegangen.

Die Halbwertszeit beträgt nach Curie und Joliot (19), Alichanow, Alichanian und Dzelepow (58, 87) sowie Ellis und Henderson (32, 51) 14 Minuten. Neuerdings geben Ellis und Henderson (112) und Fahlenbrach (121) 11 bzw. 10,7 Min. an.

Die emittierten Positronen haben nach Curie und Joliot (6) sowie Alichanow u. a.

1) H. Pose, Physik. Zeitschr. **30**, 780, 1929; K. Diebner und H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **85**, 753, 1932.

(58, 87) eine kontinuierliche Energieverteilung mit einem Maximum bei ungefähr $0{,}5 \cdot 10^6$ eV und einer oberen Grenze bei $1{,}45 \cdot 10^6$ eV. Bei dem Häufigkeitsverhältnis der Isotopen $B_5^{11} : B_5^{10} = 4 : 1$ beträgt das Verzweigungsverhältnis des Prozesses 1 zum Prozeß 2 nach Bonner (55) etwa 1:10.

Verschiedene Kernprozesse, bei denen der stabile Kern B_5^{10} entsteht, werden von einer γ-strahlung von $0{,}6 \cdot 10^6$ eV begleitet, unabhängig von dem Ausgangselement und der Natur der zertrümmerten Teilchen. Es liegt deshalb die Vermutung nahe, daß diese Strahlung als charakteristisch für den Kern B_5^{10} anzusehen ist.

Die Neutronen werden in 8 Gruppen emittiert. Es scheinen Resonanzstellen vorzuliegen. Die Zuordnung von Gruppen zu Resonanzstellen stößt aber auf Schwierigkeiten, da durch das Vorhandensein der beiden Borisotope zumindest 2 Kernreaktionen mit Neutronenemission vorliegen. Fahlenbrach (121) schließt allerdings aus den Curie-Joliotschen Anregungskurven, daß die Neutronen wahrscheinlich nur dem einen Prozeß mit dem Ausgangsisotop B_5^{10} zuzuschreiben sind.

7. *N.* Ein in neuerer Zeit oft untersuchtes Element ist der Stickstoff. Eine Kernumwandlung, die allerdings nicht zur Radioaktivität führt, ist durch die ersten Atomzertrümmerungsarbeiten von Rutherford hinlänglich bekannt:

$$N_7^{14} + \alpha_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1.$$

Daneben ist ein anderer zur Aktivität führender Kernprozeß möglich:

$$N_7^{14} + \alpha_2^4 \rightarrow F_9^{17} + n_0^1, \quad F_9^{17} \rightarrow O_8^{17} + e^+.$$

Der letztere Prozeß führt zur Bildung des aktiven Fluorisotopes F_9^{17}, das mit einer Halbwertszeit von 1,2 Minuten nach Wertenstein (33), 1,1 Minuten nach Ellis und Henderson (51), 1,25 Minuten nach Haxel (88) und 1,1–1,2 Minuten nach Fahlenbrach (121) zerfällt.

Eine Aktivität von ungefähr einer Minute wurde schon oft bei Bestrahlung von Materie in Luft beobachtet. Nach obigen Ergebnissen ist mit Sicherheit anzunehmen, daß die Aktivität auf den Stickstoff der Luft zurückzuführen ist, und daß die gebildeten radioaktiven Fluoratome durch Rückstoß auf die bestrahlte Materie gelangen.

Die Energie der Positronen hat nach Messungen von Wertenstein (33) eine obere Grenze von $1{,}1 \cdot 10^6$ eV.

Nach Fahlenbrach (121) liegt der Einsatz der Aktivität bei Reichweiten der α-Teilchen von 3,5–5 cm in Luft.

Die Protonenemission beginnt bei ungefähr 3,1 cm Reichweite der α-Teilchen, steigt schnell auf das Maximum bei 3,5 cm, bleibt bis 5,5 cm konstant und fällt dann ab. Im selben Maße wie die Protonenausbeute abnimmt, nimmt nach Haxel (88) die Ausbeute an Positronen zu. Abweichende Ergebnisse erhält Stegmann (132). Er findet bei dem Prozeß 1 drei Protonengruppen von 56, 81,5 und 101,5 cm Reichweite. Die Teilchenzahl und die Reichweite der ersten und letzten Gruppe bleiben bei Variation der α-Energie konstant.

Fahlenbrach (121) vergleicht die Aktivitäten von Bor, Stickstoff und Aluminium in einem weiten Energiebereich. Bei 8 cm Luftreichweite der α-Strahlen beträgt das Verhältnis der Ausbeuten $B:N:Al = 7{,}5:35:70$.

9. *F.* Aus Analogie zu den Isotopen P_{15}^{31}, Al_{13}^{27}, Na_{11}^{23} schloß Frisch (35), daß man auch von F_9^{19} bei Beschießung mit α-Teilchen eine Aktivität zu erwarten habe. Allerdings würde aus denselben Analogiegründen bei der immer kleiner werdenden Halbwertszeit der 3 Elemente in obiger Reihenfolge (41 Min., 3 Min., 7 Sek.) die Halbwertszeit des entstehenden aktiven Elementes sehr klein. Eine dementsprechende Beobachtung machte Meitner (37).

Im Gegensatz dazu stellt Savel (5) eine Halbwertszeit von 9 Min. fest und ordnet sie dem Prozeß:

$$F_9^{19} + \alpha_2^4 \rightarrow Na_{11}^{22} + n_0^1, \quad Na_{11}^{22} \rightarrow Ne_{10}^{22} + e^+$$

zu.

Meitner (37) gibt die obere Grenze der Positronenenergie zu $0{,}4 \cdot 10^6$ eV, Frisch (146a) die mittlere Energie zu $0{,}2 \cdot 10^6$ eV an.

Die Neutronen des ersten Prozesses werden in 5 Gruppen emittiert. Bonner (23, 31, 55) erklärt die Gruppen durch Resonanzstellen des Fluorkernes und gibt ein Niveauschema an. Außerdem wird eine zweite Zerfallsmöglichkeit mit einer Halbwertszeit von 40 Sek. angegeben:

$$F_9^{19} + \alpha_2^4 \rightarrow Ne_{10}^{23} + e^+, \quad Ne_{10}^{23} \rightarrow Na_{11}^{22} + e^-.$$

11. *Na.* Natrium ergibt eine Aktivität von 7 Sek., wahrscheinlich durch Bildung des aktiven *Al*-Isotops: Al_{13}^{26} nach folgender Gleichung:

$$Na_{11}^{23} + \alpha_2^4 \rightarrow Al_{13}^{26} + n_0^1, \quad Al_{13}^{26} \rightarrow Mg_{12}^{26} + e^+.$$

Nach Frisch (35) beträgt die obere Grenze der Positronenenergie ungefähr $1{,}8 \cdot 10^6$ eV. Die Anfangsaktivität ist halb so groß wie die des Aluminiums.

Savel (34) findet eine γ-Strahlung bei α-Energien von $4 \cdot 10^6$ eV, Neutronen bei solchen von $5 \cdot 10^6$ eV an.

12. *Mg.* Die Beschießung von Magnesium führt zur Emission von Neutronen, Positronen und Elektronen. Die Umwandlung wird nach folgenden Gleichungen gedeutet:

1. $Mg^{24}_{12} + \alpha^4_2 \rightarrow Si^{27}_{14} + n^1_0$, $Si^{27}_{14} \rightarrow Al^{27}_{13} + e^+$;
2. $Mg^{25}_{12} + \alpha^4_2 \rightarrow Al^{28}_{13} + H^1_1$, $Al^{28}_{13} \rightarrow Si^{28}_{14} + e^- + \gamma$.
3. $Mg^{26}_{12} + \alpha^4_2 \rightarrow Al^{29}_{13} + H^1_1$, $Al^{29}_{13} \rightarrow Si^{29}_{14} + e^-$.

Als Halbwertzeiten werden angegeben:

1,95 Min. Eckardt (145a).
2,1 „ Ellis und Henderson (32, 51) und Fahlenbrach (124).
2,3 „ Ellis und Henderson (160).
2,5 „ Curie und Joliot (28).
3,0 „ Curie und Joliot (28) und Alichanow, Alichanian und Dzelepow (39, 87).
6,7 „ Fahlenbrach (151).
7—8 „ Fahlenbrach (124).
7,5 „ Eckardt (145a).
5—7 „ Ellis und Henderson (160) für Prozeß 1.
11 „ Ellis und Henderson (160) für Prozeß 3.

Die Energieverteilung der Positronen bei Prozeß 1 hat nach Curie und Joliot ein Maximum bei $1 \cdot 10^6$ eV.

Die Werte für die obere Grenze gehen weit auseinander. Alichanow u. a. (40) geben $2 \cdot 10^6$ eV, Meitner (38) $2{,}4 \cdot 10^6$ eV und Curie und Joliot $3 \cdot 10^6$ eV an.

Für die im Prozeß 2 emittierten Elektronen wird die obere Grenze von Alichanow u. a. (39, 40, 58, 87) zu $2 \cdot 10^6$ bzw. $3{,}05 \cdot 10^6$ eV bei einem Maximum von 0,8—1,2 · 10^6 eV angegeben.

Die mit dem 2. Prozeß verbundene γ-Strahlung deutet darauf hin, daß der Kern Si^{28}_{14} im angeregten Zustand entsteht.

Die γ-Strahlung setzt nach Savel (34) bei einer α-Energie von $4{,}5 \cdot 10^6$ eV ein, ebenso die Neutronenemission.

Für den 2. Prozeß ist die Ausbeute von Alichanow u. a. (58) gemessen worden:

Reichweite der α-Teilchen	5,9	5,6	5,4	5,0	4,55	3,8 cm
Zahl der Elektronen	1700	1100	620	340	270	120

Die Aktivität von 7—8 Min (Prozeß 1), die bei Verwendung der α-Strahlen von *Th—C'* zu beobachten war, konnte bei α-Strahlen des Poloniums mit 3,7 cm Reichweite nicht gefunden werden. Wahrscheinlich setzt die Umwandlung erst bei Energien ein, die einer Reichweite von 6 cm entsprechen.

Aus Ausbeutemessungen stellen Ellis und Henderson (160) fest, daß der Kern Mg^{25}_{12} für α-Teilchen von ungefähr $5{,}4 \cdot 10^6$ eV eine Resonanzstelle besitzt. Es wird vermutet, daß auch der Kern Mg^{24}_{12} oder Mg^{26}_{12} oder evtl. beide eine Resonanzstelle zwischen 5,4 und $6{,}1 \cdot 10^6$ eV besitzen.

13. *Al.* Als ergiebigste Positronenquelle hat sich Aluminium herausgestellt. Die Umwandlung vollzieht sich nach der Gleichung:

$$Al^{27}_{13} + \alpha^4_2 \rightarrow P^{30}_{15} + n^1_0, \quad P^{30}_{15} \rightarrow Si^{30}_{14} + e^+.$$

Die Existenz des radioaktiven Phosphorisotops konnte von Curie und Joliot (16, 28) chemisch bestätigt werden. Damit wurde zum ersten Male zur Untersuchung einer Kernumwandlung die chemische Analyse erfolgreich herangezogen. Das vorbestrahlte Aluminium wurde in *HCl* aufgelöst. Es zeigte sich, daß das entweichende Gas (PH_3) aktiv war, während eine Aktivität des Restes nicht nachgewiesen werden konnte. Zur Kontrolle wurde *Al* in Königswasser aufgelöst, wodurch der Phosphor oxydiert wurde und nicht entweichen konnte. Zugesetztes Zirkon fiel als Phosphat aus; der Niederschlag war aktiv. Durch entsprechende Reaktionen konnten Kernumwandlungen vieler Elemente ebenfalls bestätigt werden.

Als Halbwertszeit hat sich 3,25 Min. nach Curie und Joliot sowie Alichanow u. a. (87), 3,2 Min. nach Ellis und Henderson (32, 51) und 2,9 Min. nach Fahlenbrach (121) ergeben.

Ellis und Henderson (51) nahmen die Energieverteilung der Positronen durch Messung ihrer Absorption in *Al* auf. Beim Vergleich mit Absorptionskurven von Elektronen eines natürlichen Radioelementes zeigen die Absorptionskurven der Positronen bei kleinen Schichtdicken einen langsameren Abfall, bei größeren Schichtdicken einen nahezu horizontalen Verlauf. Der langsame Abfall wird durch das Fehlen von Positronen geringer Energie, der horizontale Verlauf durch Vernichtungsstrahlung der Positronen erklärt. Aus den Absorptionsmessungen ergab sich die obere Energiegrenze zu $2{,}75 \cdot 10^6$ eV in guter Übereinstimmung mit dem Wert aus den Absorptionsmessungen und den unten aufgeführten Ergebnissen anderer Forscher.

Die Energieverteilung der Positronen hat ein Maximum bei $0{,}8 \cdot 10^6$ eV Meitner (38), Ellis und Henderson (51), Nichira, Sagane, Takeuchi und Tomita (75) und Alichanow u. a. (173) und eine obere Grenze von $1{,}8 \cdot 10^6$ eV nach Frisch (35), $2 \cdot 10^6$ eV bzw. $2{,}4 \cdot 10^6$ eV nach Meitner (38), $2{,}75 \cdot 10^6$ eV nach Ellis und Henderson (51), $3{,}1 \cdot 10^6$ eV nach Curie und Joliot, $3{,}3 \cdot 10^6$ und $3{,}75 \cdot 10^6$ eV nach Alichanow u. a. (173 bzw. 58, 87) und $4 \cdot 10^6$ eV nach Nichira, Sagane, Takeuchi und Tomita (75), $2{,}9 \cdot 10^6$ eV nach neueren Messungen von Ellis und Henderson (161).

Die relative Ausbeute bei verschiedenen α-Energien ist in folgender Tabelle von Ellis und Henderson (51) zusammengefaßt:

Energie der α-Teilchen $\times 10^{-6}$ eV	Relative Ausbeute an *RaP* (aktiven Phosphoratomen)
8,25	4140
7,61	3040
7,06	1290
6,66	734
6,33	464
5,49	86
4,81	15
3,90	9×10^{-9}

Neben dem aktiven Prozeß ist der inaktive

$$Al_{13}^{27} + \alpha_2^4 \rightarrow Si_{14}^{30} + H_1^1$$

bekannt.

Nach Messungen von Ellis und Henderson (32) ist bei Verwendung von α-Strahlen des *Th—C'* von 8,62 cm Reichweite die Protonenemission 50mal größer als die Neutronenemission, bei α-Strahlen des Poloniums von 3,93 cm nach Meitner (38) nur noch 3—4mal größer.

Savel (18) findet eine aus zwei Komponenten, 0,55 und $2 \cdot 10^6$ eV, bestehende γ-Strahlung, die bei einer α-Energie von $3 \cdot 10^6$ eV einsetzt.

Die Neutronen werden in zwei Gruppen emittiert, von denen die energiereichere $2 \cdot 10^6$ eV hat. Sie erfordern eine Mindestenergie von 4—4,3 · 10^6 eV der α-Teilchen. Außerdem schließt Savel aus der Neutronenausbeute auf eine Resonanzstelle des *Al*-Kerns bei $4{,}6 \cdot 10^6$ eV.

Werden die drei Elemente *B*, *Al* und *Mg* mit α-Teilchen derselben Energie über gleich lange Zeiten bestrahlt, so verhalten sich die Anfangsaktivitäten wie 0,5 : 6 : 2. Unter Berücksichtigung der Halbwertszeiten ergibt sich für die Zahl der bis zur völligen Abklingung gebildeten Positronen das Verhältnis $B:Al:Mg = 10:30:7$ [Ellis und Henderson (32)]. Nach Alichanow u. a. (87) ist das Verhältnis der von diesen drei Elementen in der ersten Minute emittierten Positronen: $B:Al:Mg = 2:30:5$.

14. *Si.* Nach Fahlenbrach (124) führt die Beschießung von Silizium mit α-Teilchen zu einer Aktivität gemäß:

$$Si_{14}^{29} + \alpha_2^4 \rightarrow P_{15}^{32} + H_1^1, \quad P_{15}^{32} \rightarrow S_{16}^{32} + e^-$$

mit einer Halbwertszeit von 17—18 Tagen. Neuere Versuche von Fahlenbrach (151) mit α-Strahlen von *Th—C'* haben eine Halbwertszeit von 14 Tagen ergeben.

Ob die beiden andern Silizium-Isotope Si_{14}^{28} und Si_{14}^{30} zu aktiven Atomen führen können, entsprechend den Gleichungen:

1. $Si_{14}^{28} + \alpha_2^4 \rightarrow S_{16}^{31} + n_0^1, \quad S_{16}^{31} \rightarrow P_{15}^{31} + e^+$

und

2. $Si_{14}^{30} + \alpha_2^4 \rightarrow P_{15}^{33} + H_1^1, \quad P_{15}^{33} \rightarrow S_{16}^{33} + e^-$

ist noch nicht geklärt. Sowohl S_{16}^{31} als auch P_{15}^{33} sind bisher unbekannt.

15. *P.* Frisch (35) gelang es, auch in Phosphor eine Aktivität zu erzeugen und als aktives Element Chlor chemisch nachzuweisen. Es muß also als Umwandlungsgleichung angesetzt werden:

$$P_{15}^{31} + \alpha_2^4 \rightarrow Cl_{17}^{34} + n_0^1, \quad Cl_{17}^{34} \rightarrow S_{16}^{34} + e^+.$$

Die Anfangsaktivität ist ziemlich klein. Sie beträgt gegenüber der des Aluminiums nur $^1/_6$. Die Halbwertszeit ist 40 Min. Die obere Grenze der Positronenenergie liegt bei $1{,}8 \cdot 10^6$ eV.

19. *K.* Kalium zeigt nach Zyw (48) eine Aktivität, die auf folgende Umwandlung schließen läßt:

$$K_{19}^{41} + \alpha_2^4 \rightarrow Sc_{21}^{44} + n_0^1, \quad Sc_{21}^{44} \rightarrow Ca_{20}^{44} + e^+,$$

wobei das aktive Scandium chemisch nachgewiesen wurde.

Die verwendeten α-Teilchen hatten eine Reichweite von mehr als 4,5 cm. Die Positronen wurden von 0,27 gr/cm² Blei vollkommen absorbiert. Die Halbwertszeit betrug 3 Stunden.

20. *Ca.* Frisch (146) findet bei Kalzium eine Aktivität von 4,4 Std.

30. *Zn.* Das schwerste der von α-Strahlen aktivierten Elemente ist Zink, bei dem Meitner (37) eine Aktivität beobachten konnte. Kirsch und Trattner sowie Matzner legen:

$$Zn_{30}^{66} + \alpha_2^4 \rightarrow Ge_{32}^{69} + n_0^1, \quad Ge_{32}^{69} \rightarrow Ga_{31}^{69} + e^+$$

als Umwandlungsprozeß zugrunde.

Allerdings dürften die Kirschschen Versuchsergebnisse nach Stetter (170) auf eine unzureichende Meßanordnung zurückzuführen sein.

Schlußbetrachtung.

Abschließend kann über die Erzeugung der künstlichen Radioaktivität durch α-Strahlen folgendes gesagt werden:

I. Von den Teilchen, die am Aufbau eines Kernes beteiligt sind, können durch α-Strahlen Protonen und Neutronen durch einen entsprechenden Umwandlungsprozeß befreit werden. Positive und negative Elektronen entstehen erst sekundär durch einen radioaktiven Vorgang.

II. Pollard und Eaton (64, 1) stellten Versuche an, aus deutonenhaltigen Substanzen wie $Ca(OD)_2$ durch α-Strahlen Deutonen zu befreien. Es traten Teilchen auf, die schwerer ablenkbar waren als Protonen. Ein direkter Nachweis, daß sie Deutonen sind, konnte

aber nicht erbracht werden. Auch Versuche, Deutonen, die am Kernaufbau beteiligt sind, wie beim Kern B_5^{10} oder N_7^{14} durch α-Teilchen herauszuschleudern, führten zu einem negativen Ergebnis.

III. Bei den durch α-Strahlen hervorgerufenen Kernumwandlungen sind nach Wilkins und Shnidman (93) die stabilen Endprodukte die seltensten Isotope des betreffenden Elementes, wie aus folgender Aufstellung hervorgeht:

Si	28	94 Proz.	*C* ...	12	99,75 Proz.
	29	4 Proz.		13	0,25 Proz.
	30	2 Proz.			
Mg ...	24	77,4 Proz.	*C* ...	40	98,6 Proz.
	25	11,5 Proz.		44	1,4 Proz.
	26	11,1 Proz.			
	O	16	99,8 Proz.		
		17	0,03 Proz.		
		18	0,16 Proz.		

IV. Ein Vergleich der Anregungskurven der Positronenemission mit denen der Protonenemission zeigt nach Fahlenbrach (121) allgemein, daß sich das Verhältnis von Positronenemission zu Protonenemission mit zunehmender Energie zugunsten der Positronenemission ändert.

V. Schon das vorliegende Material stützt die Behauptung von Lewis (73), daß ein Isotop mit ungerader Atomzahl und gerader Maßenzahl instabil ist. Nach Lawrence ist es auch radioaktiv, z. B. Al_{13}^{28}.

VI. Außerdem zeigt sich, daß instabile Isotope mit kleinerer Masse als die stabilen Positronen aussenden, während die mit größerer Masse Elektronen emittieren.

VII. Nach Mattauch (69a) gilt für die stabilen Kerne: Es gibt keine Isobare zu den Isotopen ungerader Elemente und keine Isobare ungerader Massenzahl.

II. Künstliche Radioaktivität durch Protonen.

Die Atomzertrümmerungsversuche mit Protonen wurden wesentlich durch die Voraussage Gamows gefördert, daß schon Spannungen von 10—100 kV den Protonen eine zur Zertrümmerung hinreichende Energie geben würden. Die erste experimentelle Bestätigung wurde von Cockroft und Walton erbracht. Radioaktive Prozesse zeigten sich nur bei wenigen Elementen.

5. *B.* Bei Bor wurde von Crane und Lauritsen im Gegensatz zu Cockroft, Gilbert und Walton (82) eine Aktivität beobachtet.

6. *C.* Cockroft u. a. (22) sowie Crane und Lauritsen (30) fanden bei Beschießung von Kohlenstoff mit einem Protonenstrahl von 10 μA und 600 kV eine Aktivität mit Positronenemission.

Als aktives Element konnten Ridenour und Yost (92) Stickstoff chemisch nachweisen, so daß der Prozeß nach der Gleichung:

$$C_6^{12} + H_1^1 \rightarrow N_7^{13}, \quad N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + e^+;$$
$$C_6^{13} + H_1^1 \rightarrow N_7^{13} + n_0^1, \quad N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + e^+$$

verläuft.

Die Halbwertszeit ergab sich zu 10,5 bzw. 11 Min. Cockroft, Gilbert und Walton (82, 22) und 10,2—11 Min. Hafstad und Tuve (147).

Die Energieverteilung der Positronen hat ein Maximum bei 450 kV und evtl. bei 850 kV und eine obere Grenze von $1{,}3 \cdot 10^6$ eV (82). Crane, Delsasso, Fowler und Lauritsen (128), sowie Hafstad und Tuve (147) finden eine schwache γ-Strahlung von $\sim 6 \cdot 10^6$ eV. Letztere führen die Aktivität auf Resonanzprozesse mit Resonanzstellen bei 400 und 480 kV zurück.

7. *N.* Cockroft u. a. (82) und Livingston u. a. (24) finden bei Stickstoff eine äußerst schwache Aktivität, die auf den Prozeß:

$$N_7^{14} + H_1^1 \rightarrow C_6^{11} + \alpha_2^4, \quad C_6^{11} \rightarrow B_5^{11} + e^+$$

zurückgeführt wird.

III. Künstliche Radioaktivität durch Deutonen.

Die Versuche, künstliche Radioaktivität durch Beschießung mit dem schweren Wasserstoffisotop D_1^2 zu erzielen, sind gegenüber denen mit Protonen erheblich erfolgreicher gewesen. Die ersten Versuche gehen auf Crane, Lauritsen, Henderson, Livingston und Lawrence zurück.

3. *Li.* Crane, Delsasso, Fowler und Lauritsen (140) finden bei Lithium eine Aktivität mit sehr kleiner Halbwertszeit:

$$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow Li_3^8 + H_1^1, \quad Li_3^8 \rightarrow Be_4^8 + e^-.$$

Die emittierten Elektronen sind sehr energiereich, ihre maximale Energie ist $10 \cdot 10^6$ eV. Die Halbwertszeit ist 0,5 Sek. Nach anderen Messungen derselben Forscher (128) treten die Protonen in Gruppen auf, die bei 31,7; 26; 13,8 und 8,9 cm Reichweite liegen.

4. *Be.* Bei Beryllium wurde von Henderson, Livingston und Lawrence (24) eine Periode von 9 Min. mit Emission von positiven Elektronen beobachtet.

Die Energieverteilung der Positronen hat ein Maximum bei $0{,}6 \cdot 10^6$ eV, eine obere Grenze bei $1{,}3 \cdot 10^6$ eV nach Anderson und Neddermeyer (29). Außerdem werden nach Henderson u. a. (57) Neutronen emittiert, die zur

Erzeugung künstlich radioaktiver Elemente Verwendung finden.

Bonner und Brubaker (97) geben die maximale Neutronenenergie zu $4{,}5 \cdot 10^6$ eV an. Nach Richardson und Kurie (96) verteilt sich die Neutronenenergie auf den Bereich von $1-10 \cdot 10^6$ eV mit einem Ausbeutemaximum bei $2 \cdot 10^6$ eV. Die Lage des Maximums ist jedoch sehr unbestimmt.

Die der Aktivität zugrundeliegende Kernreaktion wird nach Flügge und Krebs (142) durch die Annahme von Bineutronen gedeutet. Dabei werden als Bineutronen neutrale Korpuskeln der Masse 2 bezeichnet, die Walke (11) bei einem Berylliumprozeß gefunden zu haben glaubt. Die Beschießung von Beryllium mit α-Teilchen führt nämlich zur Emission von neutralen Teilchen, deren Energie Kurie (4) und Harkins, Gans und Newson (3) zu $16 \cdot 10^6$ eV angeben. Dieser Wert ist nach Walke (11) nur dann mit der durch die Massendefekte im Höchstfall frei werdenden Energie in Einklang zu bringen, wenn man diesen Korpuskeln die Masse 2 zuschreibt.

Durch die Existenz von Bineutronen im Kern kann evtl. das Vorkommen von Isotopen erklärt werden, deren Massenzahlen sich um 2 unterscheiden, z. B.:

Br_{35}^{79} und Br_{35}^{81}; Ag_{47}^{107} und Ag_{47}^{109}.

Die Kernumwandlung soll nach Flügge und Krebs (142) darin bestehen, daß „das auftreffende Deuton seine Ladung abgibt und mit antiparallelen Spinnen seiner konstituierenden Elementarteilchen weiterfliegt". In diesem Sinne wird für Beryllium folgender Prozeß angegeben:

$$Be_4^9 + D_1^2 \rightarrow B_5^9 + Nn_0^2, \quad B_5^9 \rightarrow Be_4^9 + e^+.$$

5. *B.* Crane und Lauritsen (25, 65) und Cockroft, Gilbert und Walton (82) setzen als Umwandlungsgleichung des Bors an:

1. $B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow C_6^{11} + n_0^1, \quad C_6^{11} \rightarrow B_5^{11} + e^+.$

Lawrence und Thornton fanden außerdem Elektronen, die Crane, Delsasso, Fowler und Lawrence (136) dem Prozeß:

2. $B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow B_5^{12} + H_1^1, \quad B_5^{12} \rightarrow C_6^{12} + e^-$

zuschreiben.

Flügge und Krebs deuten die Positronenemission durch

3. $B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow C_6^{11} + Nn_0^2, \quad C_6^{11} \rightarrow B_5^{11} + e^+.$

Die Halbwertszeiten sind für Prozeß

1. 20 Min. nach Crane und Lauritsen (25, 65) sowie Cockroft u. a. (82).
2. $^1/_{50}$ Sek. nach Lawrence und Thornton.
3. Etwa 2 Min. nach Flügge.

Die Energieverteilung der Positronen im ersten Prozeß hat ein Maximum bei $0{,}6 \cdot 10^6$ eV nach Anderson und Neddermeyer (29) und Cockroft u. a. (82) und eine obere Grenze bei $1{,}3 \cdot 10^6$ eV nach Anderson und Neddermeyer (29).

Die Elektronen des zweiten Prozesses haben einen oberen Energiewert von $11 \cdot 10^6$ eV nach Lawrence und Thornton und Crane u. a. (136). Aus dieser Elektronenenergie und einem Umwandlungsverlauf gemäß Gleichung (2) läßt sich die Protonenenergie zu $3 \cdot 10^6$ eV abschätzen. Cockroft und Lewis (178) suchten vergeblich nach Protonen einer dieser Energie entsprechenden Reichweite, so daß es ihnen fraglich erscheint, ob der Prozeß 2 für die Entstehung dieser energiereichen Elektronen verantwortlich ist.

6. *C.* Kohlenstoff zeigt bei Versuchen von Crane und Lauritsen (25, 65) eine Aktivität, die durch folgende Gleichungen gedeutet werden kann:

1. $C_6^{12} + D_1^2 \rightarrow N_7^{13} + n_0^1, \quad N_7^{13} \rightarrow C_6^{13} + e^+.$

Für die Halbwertszeit künstlich radioaktiver Vorgänge wurde bisher bei allen bekannten Fällen künstlicher Aktivität beobachtet:

1. Die Halbwertszeit ist unabhängig von der Energie der erzeugenden Strahlung, und
2. unabhängig von dem zum aktiven Element führenden Weg, d. h. alle verschiedenen Umwandlungsprozesse mit demselben aktiven Isotop müssen dieselbe Halbwertszeit haben.

Die zweite Forderung schien lange bei dem Stickstoffisotop N_7^{13} nicht erfüllt zu sein. Sowohl bei der oben angegebenen Umwandlung des Kohlenstoffs als auch bei der durch α-Teilchen hervorgerufenen Boraktivität wird dasselbe Isotop N_7^{13} gebildet, jedoch wurden für beide Fälle verschiedene Halbwertszeiten beobachtet, und zwar für das aus Kohlenstoff entstehende Stickstoffisotop nach Crane und Lauritsen (25, 65) 10,3 Min., Hafstad und Tuve (111) 10,2 und 11 Min., Kurie, Richardson und Paxton (129) sowie Cockroft, Gilbert und Walton (82) 11 Min., Fahlenbrach (121) 10,7 Min., Ridenour (92) 10,5 Min., Alichanow u. a. (87) 10,3 Min. in Übereinstimmung mit der Halbwertszeit des Kernes N_7^{13}, der aus Kohlenstoff bei der Beschießung mit Protonen entsteht.

Die Halbwertszeit des aus Bor entstehenden Stickstoffisotops war nach Curie und Joliot (19) und Ellis und Henderson (32, 51) 14 Min. Der Unterschied in den Zerfallszeiten des N_7^{13} einerseits von 11 Min., anderseits von 14 Min. wurde durch die Annahme gedeutet, daß der Kern in den beiden Prozessen in verschiedenen Anregungszuständen zurückbleibt. Diese Deutung

wird nach den neusten Ergebnissen von Fahlenbrach (121) und Ellis und Henderson (112) hinfällig, die auch beim Borprozeß eine Halbwertszeit von 10,7 Min. bzw. 11 Min. feststellten.

Die Energieverteilung der Positronen hat ein Maximum bei $0{,}6 \cdot 10^6$ eV und eine obere Grenze von $1{,}3 \cdot 10^6$ eV nach Cockroft u. a. (82), sowie Anderson und Neddemeyer (29), Kurie, Richardson und Paxton (129) sowie Alichanow und Alichanian (21).

Aus Absorptionsmessungen (82) geht hervor, daß wenige Positronen eine Energie unter $0{,}15 \cdot 10^6$ eV haben.

Die Anregungskurve zeigt einen exponentiellen Anstieg. Unter $0{,}35 \cdot 10^6$ eV war keine Aktivität zu finden.

Bei 500 kV ist die Ausbeute bei Beschießung mit Deutonen $2 \cdot 10^{-9}$ Positronen/Deuton, d. h. 10mal größer als bei Beschießung mit Protonen. ($2 \cdot 10^{-10}$ Positronen/Proton.)

Das Verzweigungsverhältnis des aktiven Prozesses zu dem inaktiven

$$C_6^{12} + D_1^2 \rightarrow C_6^{13} + H_1^1 + \gamma$$

wird von Crane und Lauritsen (25, 65) mit 1:100 angegeben. Eine Erhitzung des bombardierten Kohlenstoffes auf Rotglut setzt nach Crane und Lauritsen (30) die Aktivität auf die Hälfte herab. Das N_7^{13} scheint demnach an der Kohle fest adsorbiert zu sein.

7. *N.* Lawrence, McMillan und Henderson (95), Livingston und McMillan (63, 110), Kurie (42) sowie Lawrence (101) beobachten beim Stickstoff eine Aktivität gemäß:

$$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow O_8^{15} + n_0^1, \quad O_8^{15} \rightarrow N_7^{15} + e^+.$$

Der aktive Sauerstoff konnte chemisch nachgewiesen werden (63, 110).

Die Halbwertszeit wurde von McMillan und Livingston (63, 110) zu 126 Sek., von Cockroft u. a. (82) zu 3 Min. bestimmt.

Für die maximale Positronenenergie geben McMillan und Livingston (63) $1{,}7 \cdot 10^6$ eV, nach neueren Messungen (110) $1{,}2 \cdot 10^6$ eV an.

Die Ausbeute ist bei einer Deutonenenergie von $2 \cdot 10^6$ eV: 1 aktives Atom auf 10^6 Deutonen (63). Bei 550 kV ist die Ausbeute durch Deutonen 100mal größer als durch Protonen unter denselben Versuchsbedingungen (82).

8. *O.* Livingston, Henderson und Lawrence (24) führen die Aktivität des Sauerstoffs auf den Vorgang:

$$O_8^{16} + D_1^2 \rightarrow F_9^{17} + n_0^1, \quad F_9^{17} \rightarrow O_8^{17} + e^+$$

zurück. Newson (163) weist das aktive Fluor chemisch nach und findet als Halbwertszeit 1,16 Min.

Im Gegensatz zu den Nachbarelementen Kohlenstoff und Stickstoff setzt die Aktivität bei Sauerstoff erst bei hohen Deutonenenergien von $2 \cdot 10^6$ eV ein.

9. *F.* Nach Livingston u. a. zeigt sich bei Fluor eine Aktivität von 40 Sek. Flügge und Krebs geben folgende Deutung

$$F_9^{19} + D_1^2 \rightarrow Ne_{10}^{19} + Nn_0^2, \quad Ne_{10}^{19} \rightarrow F_9^{19} + e^+.$$

Crane, Delsasso, Fowler und Lauritsen (140) beobachten eine Periode von 12 Sek, die sie dem Prozeß:

$$F_9^{19} + D_1^2 \rightarrow F_9^{20} + H_1^1, \quad F_9^{20} \rightarrow Ne_{10}^{20} + e^-$$

zuschreiben.

11. *Na.* Natrium hat eine starke Aktivität. Die von Lawrence (70, 83, 113, 153) zugrunde gelegte Kernreaktion:

$$Na_{11}^{23} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + H_1^1, \quad Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + e^-$$

konnte auf chemischem Wege bestätigt werden.

Die Halbwertszeit ist zu 15,5 Std. gemessen worden, ebenso von Kurie, Richardson und Paxton (129).

Die Höchstenergie der Elektronen ist nach Lawrence $1{,}2 \cdot 10^6$ eV, nach letzteren $1{,}45 \cdot 10^6$ eV.

Die größte Reichweite der Protonen ist etwa 49 cm.

Außerdem tritt eine γ-Strahlung von $5{,}5 \cdot 10^6$ eV auf. Sie ist dem Kern Mg_{12}^{24} zuzuschreiben. Dasselbe Quant tritt bei allen Umwandlungen auf, die zu den Kernen C_6^{12} oder O_8^{16} führen, z. B. nach Crane und Lauritsen (76) bei dem Prozeß:

$$B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1 + \gamma.$$

Bemerkenswert ist, daß alle drei Kerne von demselben Typ sind, nämlich ganzzahlige Vielfache eines α-Teilchens.

Flügge und Krebs (142) geben für den aktiven Umwandlungsverlauf folgenden Prozeß an:

$$Na_{11}^{23} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{23} + Nn_0^2, \quad Mg_{12}^{23} \rightarrow Na_{11}^{23} + e^+$$

mit der Halbwertszeit von etwa 2 Min.

Wie bei allen Versuchen mit Protonen- oder Deutonenstrahlen steigt die Ausbeute an aktiven Kernen mit dem Strom und der Spannung. Nach Cockroft (154) setzt die Aktivität beim Natrium bereits bei Spannungen von 500 kV ein, aber die Intensität ist sehr klein. 10stündige Bestrahlung mit einem Deutonenstrahl von 10 μA erzeugt eine Elektronenquelle, die nur 2000 Elektronen pro Sekunde emittiert. Eine Spannungssteigerung von $0{,}5 \cdot 10^6$ auf $1{,}7 \cdot 10^6$ Volt erhöht die Ausbeute um den Faktor 10000. Durch technische Vervollkommnung hofft Lawrence, diese nochmals um das Tausendfache zu steigern und damit bei eintägiger Bestrahlung eine Aktivität zu erhalten, die 1 g Radium äquivalent ist.

12. *Mg.* Henderson, Livingston und Lawrence (24, 9, 168) finden bei Magnesium zwei Perioden gemäß den beiden Umwandlungsgleichungen:

1. $Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1$, $Mg_{12}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27} + e^- + \gamma$;

2. $Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + \alpha_2^4$, $Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + e^- + \gamma$.

Der 1. Prozeß hat eine Halbwertszeit von 9 Min., nach neueren Messungen 10,25 Min.

Der 2. Prozeß hat die Halbwertszeit von 15,8 Std.

Die maximale Elektronenenergie des 2. Prozesses liegt bei $2{,}0 \cdot 10^6$ eV, die γ-Strahlenenergie bei $1{,}3 \cdot 10^6$ eV.

Das Verzweigungsverhältnis beträgt bei einer Deutonenenergie von $3 \cdot 10^6$ eV: $1 : 2 = 9{,}6 : 1$.

Die Ausbeute an aktiven Mg_{12}^{27}-Kernen ist 5 pro 10^7 Deutonen.

13. *Al.* McMillan und Lawrence (94, 104) erhielten bei Aluminium eine Aktivität, die der Kernreaktion:

$$Al_{13}^{27} + D_1^2 \rightarrow Al_{13}^{28} + H_1^1, \quad Al_{13}^{28} \rightarrow Si_{14}^{28} + e^-$$

auf Grund chemischer Untersuchungen zuzuschreiben ist.

Die Halbwertszeit wurde zu 180 Sek. von Henderson (24), 150 Sek. von Lawrence (70), 153 Sek. und 156 Sek. von McMillan und Lawrence (94, 104) gemessen.

Von Neddermeyer und Anderson (29) wurde die Höchstenergie der Elektronen zu $1{,}8 \cdot 10^6$ eV bei einem Maximum von $0{,}75 \cdot 10^6$ eV gemessen. McMillan und Lawrence (104) geben an, daß 0,95 g/cm² Aluminium die Elektronen vollständig absorbieren. Das entspricht einer Energie von $2 \cdot 10^6$ eV.

Die von Neddermeyer und Anderson (29) und Lawrence (70) beobachtete Emission von Positronen läßt sich folgendermaßen deuten (142):

$$Al_{13}^{27} + D_1^2 \leftarrow Si_{14}^{27} + Nn_0^2, \quad Si_{14}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27} + e^+.$$

Nach McMillan und Lawrence (104) nimmt die Ausbeute an aktiven Kernen mit der Deutonenenergie gemäß der Gamowschen Beziehung zu. Die emittierten Protonen treten in sechs Gruppen auf: zwei intensive Gruppen haben Reichweiten von 10 und 21 cm entsprechend Energien von 0,6 bzw. $1{,}8 \cdot 10^6$ eV, zwei schwächere Gruppen haben Reichweiten von 30 und 53 cm, entsprechend 2,9 bzw. $4{,}6 \cdot 10^6$ eV. Die Lage der beiden letzten Gruppen ist wegen ihrer geringen Intensität schwer bestimmbar.

14. *Si.* Die bei Silizium beobachtete Aktivität wird von Livingston, Henderson und Lawrence (24, 9) auf

1. $Si_{14}^{28} + D_1^2 \rightarrow P_{15}^{30}$, $\quad P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + e^+$

von Newman und Walke (61) auf

2. $Si_{14}^{28} + D_1^2 \rightarrow P_{15}^{29} + n_0^1$, $\quad P_{15}^{29} \rightarrow Si_{14}^{29} + e^+$

und schließlich von Newson auf

3. $Si_{14}^{30} + D_1^2 \rightarrow Si_{14}^{31} + H_1^1$, $\quad Si_{14}^{31} \rightarrow P_{15}^{31} + e^-$

zurückgeführt. Newson gibt als Halbwertszeit 2,8 Std. an.

17. *Cl.* Beim Chlor finden Livingston, u. a. (24, 9) eine Periode von 13 Sek.

Kurie, Richardson und Paxton (129) berichten von einem aktiven Chlorisotop Cl_{17}^{38}, das mit einer Halbwertszeit von 37 Min. zerfällt und Elektronen von maximal $4{,}5 \cdot 10^6$ eV aussendet.

Flügge und Krebs (142) geben als Kernreaktion:

$$Cl_{17}^{35} + D_1^2 \rightarrow Ar_{18}^{35} + Nn_0^2, \quad Ar_{18}^{35} \rightarrow Cl_{17}^{35} + e^+$$

an.

19. *K.* Kalium wurde von Lawrence, McMillan und Thornton (153) als *KCl* bestrahlt und zeigte eine Aktivität von 13,5 Std. Die Aktivität ist nur $^1/_{70}$ der von *NaCl* unter gleichen Versuchsbedingungen.

20. *Ca.* Livingston u. a. (24, 9) setzen bei Kalzium als zur Aktivität führende Kernumwandlung:

$$Ca_{20}^{44} + D_1^2 \rightarrow K_{19}^{42} + \alpha_2^4, \quad K_{19}^{42} \rightarrow Ca_{20}^{42} + e^-$$

an.

Nach Kurie, Richardson und Paxton (129) ist die Zerfallszeit 13,5 Std., die Höchstenergie der Elektronen $2{,}3 \cdot 10^6$ eV.

29. *Cu.* Kupfer hat eine geringe Aktivität, nach Lawrence, McMillan und Thornton (153) nur $^1/_{200}$ der Natriumaktivität. Als Umwandlungsgleichung wird von ihnen

$$Cu^n + D_1^2 \rightarrow Cu^{n+1} + H_1^1, \quad n = 63 \text{ oder } 65$$

von Lewis, Livingston und Lawrence (9)

$$Cu_{29}^{65} + D_1^2 \rightarrow Ni_{28}^{63} + \alpha_2^4$$

angegeben. Die Halbwertszeit für den ersten Prozeß ist 12 Std.

78. *Pt.* Über eine Aktivität des Platins berichten Lewis, Livingston und Lawrence (9) und Livingston und McMillan (94)

$$Pt_{78} + D_1^2 \rightarrow Ir_{77} + \alpha_2^4, \quad Ir_{77} \rightarrow Os_{76} + e^+.$$

Die Halbwertszeit wird zu 126 Sek. angegeben.

Schlußbetrachtung.

Abschließend kann über die künstliche Radioaktivität durch Deutonen folgendes gesagt werden:

1. Wie aus der Aufstellung hervorgeht, stimmt in vielen Fällen die gemessene Anregungskurve mit der Gamowschen Anregungskurve überein. Abweichungen treten nur dann auf, wenn die auftreffenden Deutonen zur Protonenemission führen; und zwar zeigt sich, daß
   1. bei kleinen Deutonenenergien die gemessenen Ausbeuten über den Gamowschen Werten liegen, und daß
   2. bei hohen Deutonenenergien die tatsächliche Anregungskurve einen nahezu linearen Verlauf gegenüber dem exponentiellen Verlauf der Gamowschen Kurve hat. Dadurch liegen die gemessenen Ausbeuten unter den Gamowschen Werten.

Oppenheimer und Philipps (137) geben folgende Erklärung:

Beim Auftreffen auf den Kern wird das Deuton in ein Neutron und ein Proton zerschlagen. Der Kern fängt das Neutron ein, während das Proton weiterfliegt. Das Deuton selbst braucht also auf diese Weise nicht durch die Potentialschranke hindurch. Die Form dieser Anregungskurve hängt von der Bindungsenergie des Deutons ab, die nach experimentellen Ergebnissen zwischen 2 und $2{,}4 \cdot 10^6$ eV angenommen wird. Aus den Oppenheimerschen Anregungskurven folgt als Bindungsenergie des Deutons $2 \cdot 10^6$ eV.

Von den beiden Magnesiumprozessen

1. $Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Na_{11}^{24} + \alpha_2^4$;
2. $Mg_{12}^{26} + D_1^2 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1$

entspricht der erste der Gamowschen Theorie, weil das Deuton in den Kern eindringen muß. Die zweite Reaktion ist von der oben diskutierten Form und müßte der Oppenheimerschen Anregungskurve folgen. Diese Folgerung ist außer bei Magnesium, bei Natrium, Silizium und Kupfer bestätigt worden.

Mit der Oppenheimerschen Annahme ist wahrscheinlich auch die beobachtete Aktivität des Kupfers bei Beschießung mit Deutonen zu deuten. Ist die Kupferaktivität mit der des Natriums verglichen auch sehr schwach — bei gleicher Bestrahlungszeit durch Deutonen von $3{,}6 \cdot 10^6$ eV nur $^1/_{200}$ der Natriumaktivität —, so ist sie trotzdem größer, als bei einem Element so hoher Atomzahl erwartet werden konnte.

Es ist also zu vermuten, daß auch Kerne, die jenseits der Grenze liegen, bis zu der man nach Gamows Theorie Umwandlungen zu erwarten hat, durch Deutonen zertrümmert werden können.

2. Bei Beschießung des schweren Wasserstoffs mit Deutonen sind zwei interessante Kernumwandlungen beobachtet worden:

1. $D_1^2 + D_1^2 \rightarrow H_1^3 + H_1^1$

und

2. $D_1^2 + D_1^2 \rightarrow He_2^3 + n_0^1$

Ein radioaktiver Prozeß liegt nicht vor. Das neue Wasserstoffisotop H_1^3 konnte von Bleakney u. a. (46) massenspektrographisch nachgewiesen werden. Das Heliumisotop He_2^3 ist noch umstritten. Vaughan, Williams und Tate (56) geben als Häufigkeitsverhältnis aus massenspektrographischen Aufnahmen

$$He_2^4 : He_2^3 = 35000 : 1 \text{ an.}$$

Entsprechend den Kernreaktionen zwischen Deutonen ist auch versucht worden, die Umwandlungsprozesse bei andern Elementen so zu deuten, daß die Deutonen von der bestrahlten Substanz absorbiert und von den später auftreffenden Deutonen zerschlagen werden.

3. Ein anschauliches Bild von der Ausbutesteigerung durch Verwendung von Deutonen an Stelle von Protonen sind die von Hafstad und Tuve (111) gemessenen Anregungskurven der Aktivität des Kohlenstoffs.

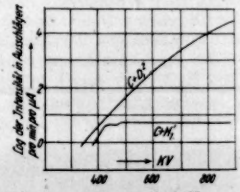


Fig. 1: Positronenausbeute bei Verwendung von Deutonen und Protonen (Hafstad und Tuve).

IV. Künstliche Radioaktivität durch Neutronen.

Bei der Beschießung der Elemente mit α-Strahlen, Protonen und Deutonen sind wegen der großen Coulombschen Felder der schweren Kerne nur Umwandlungen leichter Elemente zu erwarten. Diese abstoßenden Coulombschen Kräfte fallen bei Beschießung mit Neutronen fort, es wird sogar beim schwersten Element, dem Uran, eine Kernreaktion beobachtet. Als Neutronenquelle wurde bei den ersten Versuchen Fermis ein mit Berylliumpulver und Emanation gefülltes Glasröhrchen verwandt.

Die α-Strahlen der Emanation lösen aus den Kernen des Berylliums Neutronen aus, die nach Durchdringen der Wände des Glasgefäßes auf die

zu untersuchenden Substanzen einwirken. Zahlreiche der bestrahlten Stoffe sandten nach der Bestrahlung eine Zeitlang β-Strahlen aus, waren also radioaktiv.

Die Intensität der bekannten Neutronenquellen ist allerdings gering. Die dadurch bedingte Ausbeuteverringerung wird aber durch eine größere Treffwahrscheinlichkeit kompensiert, die in vielen Fällen durch Abbremsung der Neutronen noch um ein Vielfaches erhöht werden kann.

Bei der Umwandlung mit Neutronen unterscheidet man drei Prozesse folgender schematischer Form:

1. $X_Z^A + n_0^1 \to Y_{Z-2}^{A-3} + \alpha_2^4$, $\quad Y_{Z-2}^{A-3} \to Z_{Z-1}^{A-3} + e^-$;
2. $X_Z^A + n_0^1 \to Y_{Z-1}^{A} + H_1^1$, $\quad Y_{Z-1}^{A} \to X_Z^A + e^-$;
3. $X_Z^A + n_0^1 \to X_Z^{A+1}$, $\quad X_Z^{A+1} \to Y_{Z+1}^{A+1} + e^-$.

Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Umwandlungen treten hier in allen drei Fällen negative Elektronen auf. Bei der Absorption des Neutrons im Kern wird wahrscheinlich ein stabiler Zustand erst durch Übergang des Neutrons in ein Proton erreicht.

Die Prozesse 1 und 2 sind „normale Kernumwandlungsvorgänge", die bei leichten Elementen unter Abspalten eines Protons bzw. α-Teilchens vor sich gehen. Es steigt die Ausbeute mit zunehmender Neutronenenergie.

Bei Prozeß 3 wird dagegen das aktive Element ohne Teilchenemission gebildet. Das Neutron wird eingefangen. Dieser Vorgang wird besonders bei schweren Elementen beobachtet, und zwar nimmt seine Wahrscheinlichkeit mit abnehmender Neutronenenergie zu. Der Verbleib der kinetischen Energie des Neutrons bleibt dabei ungeklärt.

6. *C.* Bei Kohlenstoff hat Matzner eine geringe Aktivität beobachtet.

7. *N.* Im Gegensatz zu den erfolglosen Fermischen Aktivierungsversuchen beim Stickstoff haben Kirsch und Rieder, Kurie (42) und neuerdings Bonner und Brubaker (172) eine Aktivität beobachten können, die auf die Umwandlung:

$$N_7^{14} + n_0^1 \to C_6^{14} + H_1^1, \quad C_6^{14} \to N_7^{14} + e^-$$

zurückgeführt wird.

8. *O.* Von der Aktivität des Sauerstoffs ist außer der Tatsache der Aktivierungsmöglichkeit wenig bekannt. Meitner und Philipp (17) geben die Umwandlungsgleichung an:

$$O_8^{16} + n_0^1 \to N_7^{16} + H_1^1, \quad N_7^{16} \to O_8^{16} + e^-$$

und weisen aktiven Stickstoff chemisch nach.

Der aktive Kern N_7^{16} entsteht ebenfalls bei einer Umwandlung des Fluors. Es ist daher anzunehmen, daß die Sauerstoffaktivität dieselbe Halbwertszeit wie die der entsprechenden Fluorumwandlung, nämlich 40 Sek., hat. Auch beim Sauerstoff hatte Fermi vergeblich nach einer Aktivität gesucht.

9. *F.* Der Fluoraktivität sind nach Fermi (62), Gleichung (1), nach Gans, Harkins und Newson (79, 126) Gleichung (2) als Umwandlungsvorgänge zuzuordnen:

1. $F_9^{19} + n_0^1 \to O_8^{19} + H_1^1$, $\quad O_8^{19} \to F_9^{19} + e^-$;
2. $F_9^{19} + n_0^1 \to N_7^{16} + \alpha_2^4$, $\quad N_7^{16} \to O_8^{16} + e^-$.

Die Halbwertszeit ist für Prozeß 1: 8 Sek. nach Bjerge und Westcott (52), 9 Sek. nach Fermi, 10 Sek. nach Henderson, Livingston und Lawrence (57).

Prozeß 2: 40 Sek. nach Fermi sowie Bjerge und Westcott (60).

Die im Prozeß 2 gebildeten Elektronen haben eine mittlere Energie von $2 \cdot 10^6$ eV. Sie ist wegen der großen Stabilität des entstehenden Sauerstoffkernes O_8^{16} im Vergleich zu den bei andern Prozessen emittierten Elektronen verhältnismäßig groß.

Die Untersuchungen ergaben, daß die Fluoraktivität durch langsame Neutronen nicht verstärkt und von einer γ-Strahlung begleitet wird.

10. *Ne.* Bei Neon wurden von Harkins, Gans und Newson (79) α-Teilchen beobachtet, die wahrscheinlich nach 1) oder 2) entstehen [Jäckel (149)]:

1) $Ne_{10}^{20} + n_0^1 \to O_8^{17} + \alpha_2^4$ (inaktiv),
2) $Ne_{10}^{22} + n_0^1 \to O_8^{19} + \alpha_2^4$, (aktiv).

11. *Na.* Fermi (62) gibt für die Aktivität des Natriums zwei Prozesse an:

1. $Na_{11}^{23} + n_0^1 \to Ne_{10}^{23} + H_1^1$, $\quad Ne_{10}^{23} \to Na_{11}^{23} + e^-$;
2. $Na_{11}^{23} + n_0^1 \to Na_{11}^{24}$, $\quad Na_{11}^{24} \to Mg_{12}^{24} + e^-$

für deren Richtigkeit chemische Untersuchungen sprechen. Außerdem haben Bjerge und Westcott (60) eine auf den Prozeß:

3. $Na_{11}^{23} + n_0^1 \to F_9^{20} + \alpha_2^4$, $\quad F_9^{20} \to Ne_{10}^{20} + e^-$

zurückzuführende Aktivität beobachtet.

Die Halbwertszeit beträgt im ersten Fall 40 Sek. nach Fermi, $<$ 1 Min. nach Ambrosen (66), im zweiten 15 Std. nach Fermi, im dritten 10 Std. nach Bjerge und Westcott (60).

Die mittlere Energie der Elektronen des zweiten Prozesses ist ungefähr $1 \cdot 10^6$ eV (62).

Außerdem tritt eine γ-Strahlung auf.

Eine Ausbeutesteigerung durch Verminderung der Neutronengeschwindigkeit war nur beim zweiten Prozeß festzustellen.

Aus den bisherigen Versuchsergebnissen ist schon ersichtlich, in welchem Maße gerade die chemische Analyse der bestrahlten Substanz in

der Lage ist, Klarheit über die Umwandlungsvorgänge zu schaffen und aus den vielen möglichen Ansätzen die auszusondern, die tatsächlich eintreten. Stoßen auch manchmal derartige chemische Untersuchungen auf erhebliche Schwierigkeiten, so bestehen für sie doch keine Schwierigkeiten grundsätzlicher Art, denn bei allen Umwandlungen durch α-Teilchen, Protonen und Deutonen, sowie bei vielen Umwandlungen durch Neutronen tritt eine Elementumwandlung ein, d. h. negativ ausgedrückt, das aktive Element ist kein Isotop des bestrahlten. Das Gegenteil — bestrahltes und aktives Element sind isotop — tritt bei Prozessen von der eingangs erläuterten schematischen Form 3 ein, wie z. B. beim zweiten Natriumprozeß. Man müßte also annehmen, daß hier die chemische Analyse mit dem Ziel, das aktive Element von dem bestrahlten zu trennen, erfolglos sein müßte. Über diese Schwierigkeit hilft ein Kunstgriff von Szillard und Chalmers (67) hinweg.

Zu diesem Zweck wird das zu untersuchende Element nicht in reiner Form, sondern als Verbindung der Bestrahlung ausgesetzt. Wird nun das in einem Molekül der Verbindung gebundene Atom des umzuwandelnden Elementes von einem Neutron getroffen, so wird im allgemeinen das Atom aus dem Molekül herausgeschlagen werden und hat das Bestreben, als freies Atom oder Ion weiterzubestehen, wenn die Molekülbestandteile geringe Affinität haben. Daraus folgt, daß nach der Bestrahlung die getroffenen Atome sich in einem andern Zustand als die ungetroffenen befinden und durch geeignete Reaktionen zu trennen sind. Im Falle des Jods fügten Szillard und Chalmers (67) nach Bestrahlung freies Jod hinzu und fällten die durch Neutronenstoß entstandenen aktiven Jodionen mit Silbernitrat. Diese Methode ist mit Erfolg bei der Identifizierung des aktiven Bestandteiles sehr vieler Aktivitäten angewandt worden.

12. *Mg.* Bei Magnesium sind 3 aktive Umwandlungsvorgänge gefunden worden. Der erste stammt von Newman (49):

1. $Mg_{12}^{26} + n_0^1 \rightarrow Mg_{12}^{27}, \qquad Mg_{12}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27} + e^-,$

die beiden letzten von Fermi (62):

2. $Mg_{12}^{26} + n_0^1 \rightarrow Ne_{10}^{23} + \alpha_2^4, \quad Ne_{10}^{23} \rightarrow Na_{11}^{23} + e^-;$
3. $Mg_{12}^{24} + n_0^1 \rightarrow Na_{11}^{24} + H_1^1, \quad Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + e^-,$

der auch die Richtigkeit der letzten Gleichung durch chemischen Nachweis des aktiven Natriums bestätigen konnte.

Die Halbwertszeiten sind für

Prozeß 1: 10 Min.
Prozeß 2: 40 Sek. in Einklang mit dem ersten Natriumprozeß.
Prozeß 3: 15 Std. entsprechend dem zweiten Natriumprozeß.

Die Elektronen des Prozesses 1 haben eine mittlere Energie von $\sim 0{,}5 \cdot 10^6$ eV, die des Prozesses 3 $\sim 1 \cdot 10^6$ eV.

Auch hier wird erwartungsgemäß die Ausbeute an radioaktiven Atomen durch Verminderung der Neutronengeschwindigkeit nur beim ersten Prozeß erhöht. Mit der Aktivität ist eine γ-Strahlung verbunden, die keinem bestimmten Prozeß zugeordnet werden konnte.

13. *Al.* Bei Aluminium wurden folgende Umwandlungen beobachtet:

1. $Al_{13}^{27} + n_0^1 \rightarrow Na_{11}^{24} + \alpha_2^4, \quad Na_{11}^{24} \rightarrow Mg_{12}^{24} + e^-;$
2. $Al_{13}^{27} + n_0^1 \rightarrow Mg_{12}^{27} + H_1^1, \quad Mg_{12}^{27} \rightarrow Al_{13}^{27} + e^-;$
3. $Al_{13}^{27} + n_0^1 \rightarrow Al_{13}^{28}, \quad Al_{13}^{28} \rightarrow Si_{14}^{28} + e^-.$

Die beiden ersten Gleichungen gehen auf Fermi (62) zurück, die dritte auf Newman (49).

Die Zerfallszeit ist für Prozeß 1 nach Fermi (62) und Klarmann (138) 15 Std. Sie stimmt mit der Halbwertszeit des dritten Magnesiumprozesses überein. Für den zweiten Prozeß wird von Fermi (62) 10 Min., Fleischmann (44) 10—11 Min., Meitner (37) 10 Min., Klarmann (138), Henderson u. a. (57) 9,5 Min. angegeben.

Beim dritten Prozeß liegt die Halbwertszeit wie bei allen bisher zur Bildung von Al_{13}^{28} führenden Prozessen bei $\sim 2{,}5$ Min. Nach Alichanow u. a. (148) und Fermi (62) beträgt sie 2,3 Min.

Alle drei Reaktionen sind auf ihre Richtigkeit chemisch geprüft worden, in den beiden ersten Fällen durch direkten Nachweis des aktiven Natriums bzw. Magnesiums — Fermi (62) und Klarmann (138) —, im dritten Falle indirekt dadurch, daß alle Versuche zur Trennung der aktiven Substanz von dem bestrahlten Aluminium mißlangen. Das aktive Element ist ein Isotop des bestrahlten. Da reines Aluminium als bestrahlte Substanz verwendet wurde, ist auch die Voraussetzung für die Szillard-Chalmerssche Trennungsmethode nicht gegeben.

Die beiden ersten Prozesse sind mit schnellen Neutronen erzielt worden — ihr Verzweigungsverhältnis beträgt nach Klarmann (138) 1:2 = 5:8 —, während beim dritten Prozeß von Newman (49) die Neutronen beim Durchgang durch wasserstoffhaltige Substanzen abgebremst wurden. Nach Fermi (62) wird die Aktivität der 10-Min.-Periode durch Verminderung der Neutronengeschwindigkeit nicht beeinflußt, die der 2,5-Min.-Periode um ein Vielfaches verstärkt.

Die mittlere kinetische Energie der Elektronen ist für

Prozeß 1: $1 \cdot 10^6$ eV.
Prozeß 2: $0{,}5 \cdot 10^6$ eV.
Prozeß 3: $1{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Die Energieverteilung der von den aktiven Al^{28}_{13} emittierten Elektronen müßte hier ebenso sein wie bei dem bereits angeführten zweiten Umwandlungsprozeß des Magnesiums mit α-Teilchen. Alichanow u. a. (148) geben für den durch Neutronenbombardement entstehenden Al^{28}_{13}-Kern eine obere Grenze von $3 \cdot 10^6$ eV an, für den im Magnesiumprozeß entstehenden Al^{28}_{13}-Kern $3{,}05 \cdot 10^6$ eV.

Allerdings haben andere Forscher im letzteren Falle erheblich niedere Werte für die obere Grenze gemessen.

Die im zweiten Prozeß emittierten Protonen haben eine maximale Reichweite von 9 cm nach Klarmann (138). Von Fleischmann (44) ist das Vorhandensein einer γ-Strahlung sichergestellt.

14. *Si.* Curie, Joliot und Preiswerk (41) und Fermi (62) stellten für die beim Silizium beobachtete Aktivität Aluminium als aktives Element fest. Damit wird folgender Umwandlungsvorgang wahrscheinlich:

1. $Si^{28}_{14} + n^1_0 \rightarrow Al^{28}_{13} + H^1_1, \quad Al^{28}_{13} \rightarrow Si^{28}_{14} + e^-.$

Newman (49) kam auf Grund theoretischer Betrachtungen zu der Gleichung:

2. $Si^{30}_{14} + n^1_0 \rightarrow Si^{31}_{14}, \quad Si^{31}_{14} \rightarrow P^{31}_{15} + e^-.$

Die Halbwertszeit des Prozesses 1 wird von Fermi zu 2,3 Min., von Fleischmann (44), von Bjerge und Westcott (52) zu 2,5 Min., von Meitner (37) zu 3 Min. angegeben. Dem zweiten Prozeß schreibt Fermi (62) die Periode von 2,4 Std. wegen ihrer Verstärkbarkeit durch langsame Neutronen zu.

Die Elektronen des ersten Prozesses haben eine mittlere Energie von $1{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Von Fleischmann (44) wurde eine γ-Strahlung gefunden.

15. *P.* Der chemische Nachweis von Aluminium, Silizium und Phosphor durch Fermi (62) und Alichanow u. a. (148) als aktive Bestandteile der Phosphoraktivität stellt das Vorliegen folgender Kernreaktionen sicher:

1. $P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow Al^{28}_{13} + \alpha^4_2, \quad Al^{28}_{13} \rightarrow Si^{28}_{14} + e^-;$
2. $P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow Si^{31}_{14} + H^1_1, \quad Si^{31}_{14} \rightarrow P^{31}_{15} + e^-;$
3. $P^{31}_{15} + n^1_0 \rightarrow P^{32}_{15}, \quad P^{32}_{15} \rightarrow S^{32}_{16} + e^-.$

Die Halbwertszeiten sind für

Prozeß 1: 2,3 Min. nach Fermi (62).
3 Min. nach Curie, Joliot und Preiswerk (41).

Prozeß 2: 2,5 Std. nach Bjerge und Westcott (52),
2,4 Std. nach Fermi (62) in Übereinstimmung mit dem 2. Siliziumprozeß.

Prozeß 3: 14 Tage nach Alichanow u. a. (148),
17,5 Tage nach Kurie, Richardson und Paxton (129).

Die obere Energiegrenze der emittierten Elektronen wird für die beiden ersten Prozesse zu $3{,}6 \cdot 10^6$ eV, für den dritten Prozeß zu $2{,}05 \cdot 10^6$ eV angegeben.

Die mittlere Elektronenenergie ist ebenfalls für die beiden ersten Prozesse gleich: sie beträgt $1{,}2 \cdot 10^6$ eV.

16. *S.* Als aktiver Bestandteil der Schwefelaktivität wurde von Fermi (62) durch chemische Analyse Phosphor festgestellt. Dementsprechend gilt als Umwandlungsprozeß:

$$S^{32}_{16} + n^1_0 \rightarrow P^{32}_{15} + H^1_1, \quad P^{32}_{12} \rightarrow S^{32}_{16} + e^-.$$

Ein großer Unterschied besteht noch in den angegebenen Halbwertszeiten. Fermi (62) gibt als Halbwertszeit 14 Tage an, Ambrosen (66) 17,5 Tage. 17—18 Tage fand Fahlenbrach (124) bei der Bildung des P^{32}_{15} aus Silizium durch α-Strahlen, neuerdings (151) aber 14 Tage. Eine Halbwertszeit von 14 Tagen würde mit der des dritten Phosphorprozesses übereinstimmen.

Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $0{,}8 \cdot 10^6$ eV. Ihre Energieverteilung hat bei einem Maximum von $0{,}5 \cdot 10^6$ eV eine obere Grenze bei $2 \cdot 10^6$ eV-Ambrosen (66).

17. *Cl.* Beim Chlor sind zwei zur Aktivität führende Kernprozesse bekannt:

1. $Cl^{35}_{17} + n^1_0 \rightarrow P^{32}_{15} + \alpha^4_2, \quad P^{32}_{15} \rightarrow S^{32}_{16} + e^-;$
2. $Cl^{35}_{17} + n^1_0 \rightarrow Cl^{36}_{17}, \quad Cl^{36}_{17} \rightarrow Ar^{36}_{18} + e^-.$

Die erste Gleichung stammt von Fermi (62), die zweite von Newman (49). In beiden Fällen hat ersterer die aktiven Elemente nachgewiesen.

Ambrosen (66) bestrahlt Chlor und Schwefel und schließt aus der Gleichheit der Halbwertszeiten, daß ebenso wie beim Schwefelprozeß als aktiver Bestandteil der Chloraktivität der Kern P^{32}_{15} anzusehen ist. Daraus folgt für den ersten Prozeß die für die Schwefelaktivität bestehende Diskrepanz in den Halbwertszeiten von 14 und 17,5 Tagen.

Die Halbwertszeit des zweiten Prozesses wird von Newman (49) und Kurie, Richardson und Paxton (129) zu 37 Min., von Alichanow u. a. (108) zu 30—50 Min. und später von Fermi (62) zu 35 Min. angegeben.

Die 35-Min.-Aktivität nimmt bei langsamen Neutronen erheblich zu. Diese Tatsache kann als Beweis für eine Kernreaktion gemäß Gleichung 2 angesehen werden.

Der Prozeß 1 stimmt nach Ambrosen (66) in der Energieverteilung seiner Elektronen vollkommen mit dem Schwefelprozeß überein.

Mittlere Energie $0{,}8 \cdot 10^6$ eV, Maximum $0{,}5 \cdot 10^6$ eV, obere Grenze $2 \cdot 10^6$ eV.

Die obere Energiegrenze der Elektronen des zweiten Prozesses ist bei Verwendung langsamer Neutronen $2{,}05 \cdot 10^6$ eV.

Libby, Peterson und Latimer (152) fanden bei der Bestrahlung von Silberchlorid ein aktives Argonisotop, das unter Emission von α-Teilchen in Schwefel übergeht. Sie deuten den Befund folgendermaßen:

$$Cl^{37}_{17} + n^1_0 \rightarrow Cl^{38}_{17}, \quad Cl^{38}_{17} \rightarrow Ar^{38}_{18} + e^-,$$
$$Ar^{38}_{18} \rightarrow S^{34}_{16} + \alpha^4_2.$$

19. *K.* Hevesy und Levy (119) fanden, daß sich die Aktivität des Kaliums bei Beschießung mit Neutronen verstärkt. Sie führen es auf den Vorgang

$$K^{41}_{19} + n^1_0 \rightarrow K^{42}_{19}$$

zurück. Fermi hält diese Deutung auf Grund chemischer Untersuchungen für sehr wahrscheinlich. Er beobachtet als Halbwertszeit 16 Std.

Beim Zerfall werden β-Teilchen von rund $1{,}2 \cdot 10^6$ eV emittiert.

20. *Ca.* Im Gegensatz zu Fermi beobachten Hevesy und Levy (119) bei Kalzium eine Aktivität des Kerns K^{42}_{19}:

$$Ca^{42}_{20} + n^1_0 \rightarrow K^{42}_{19} + H^1_1.$$

Die Halbwertszeit von 16 Std. stimmt mit der des Kaliumprozesses überein.

Bei Verwendung von langsamen Neutronen finden sie außerdem eine Periode von 4 Std., die entweder durch

$$Ca^{44}_{20} + n^1_0 \rightarrow Ca^{45}_{20}$$

oder durch

$$Ca^{40}_{20} + n^1_0 \rightarrow Ca^{41}_{20}$$

entstehen kann, wahrscheinlich aber aus dem Isotop Ca^{44}_{20} hervorgeht.

21. *Sc.* Zum drittenmal tritt der Kern K^{41}_{19} bei der Aktivität des Skandiums nach Hevesy und Levy (89) als aktiver Bestandteil auf. Er soll folgendem Prozeß seine Entstehung verdanken:

$$Sc^{45}_{21} + n^1_0 \rightarrow K^{42}_{19} + \alpha^4_2.$$

Dem entspricht die von Fermi (62) beobachtete Periode von 16 Std. analog dem Kaliumprozeß. Auch Hevesy und Levy (89) finden 16 Std.

Die Energie der emittierten β-Teilchen ist ungefähr $1{,}2 \cdot 10^6$ eV.

22. *Ti.* Bei Titan findet Fermi (62) eine Aktivität von 3 Min.

23. *V.* Die Aktivität des Vanadiums geht nach Fermi (62) auf den Prozeß

$$V^{51}_{23} + n^1_0 \rightarrow V^{52}_{23}, \quad V^{52}_{23} \rightarrow Cr^{52}_{24} + e^-$$

zurück. Die Halbwertszeit beträgt 3,75 Min. Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}4 \cdot 10^6$ eV.

Vanadium ist ein Beispiel für die enorme Ausbeutesteigerung bei Verminderung der Neutronengeschwindigkeit. So läßt sich nach Fermi die Ausbeute um das 40fache erhöhen.

Die Aktivität wird von einer γ-Strahlung begleitet.

24. *Cr.* Fermi (62) findet bei Chrom eine mit γ-Strahlung verbundene Aktivität gemäß

$$Cr^{52}_{24} + n^1_0 \rightarrow V^{52}_{23} + H^1_1, \quad V^{52}_{23} \rightarrow Cr^{52}_{24} + e^-$$

mit einer dem Vanadiumprozeß entsprechenden Halbwertszeit von 3,75 Min.

Die Gleichung wird durch chemischen Nachweis des aktiven Vanadiums und durch die Tatsache bestätigt, daß Verminderung der Neutronengeschwindigkeit ohne Einfluß auf die Ausbeute ist.

Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}4 \cdot 10^6$ eV.

25. *Mn.* Bei Mangan sind folgende Umwandlungsprozesse bekannt:

1. $Mn^{55}_{25} + n^1_0 \rightarrow V^{52}_{23} + \alpha^4_2, \quad V^{52}_{23} \rightarrow Cr^{52}_{24} + e^-;$
2. $Mn^{55}_{25} + n^1_0 \rightarrow Mn^{56}_{25}, \quad Mn^{56}_{25} \rightarrow Fe^{56}_{26} + e^-.$

Zur Aufstellung dieser beiden Gleichungen wurde Fermi (62) durch chemischen Nachweis des aktiven Vanadiums und Mangans geführt. Gleichung (2) konnte auch von anderen Forschern (148) chemisch bestätigt werden.

Die Halbwertszeiten sind für

Prozeß 1: 3,75 Min. nach Fermi,
Prozeß 2: 2,5 Std. nach Fermi und Alichanow u. a. (148).

Die mittlere Energie der Elektronen ist für

Prozeß 1: $1{,}4 \cdot 10^6$ eV und stimmt mit den Werten des Chroms bzw. Vanadiumprozesses überein.
Prozeß 2: $1{,}1 \cdot 10^6$ eV.

Die maximale Energie wird für den zweiten Prozeß zu $3{,}2 \cdot 10^6$ eV angegeben.

Der zweite Prozeß wird durch langsame Neutronen um den Faktor 23 verstärkt.

Bei beiden Prozessen ist eine γ-Strahlung beobachtet worden.

26. *Fe.* Für Eisen gibt Fermi (62) folgenden Prozeß an:

$$Fe^{56}_{26} + n^1_0 \rightarrow Mn^{56}_{25} + H^1_1, \quad Mn^{56}_{25} \rightarrow Fe^{56}_{26} + e^-.$$

Fleischmann (44) und Fermi (62) messen außerdem eine intensive γ-Strahlung, deren Energie ersterer zu 800 eKV angibt.

Die Halbwertszeit beträgt in Übereinstimmung mit dem zweiten Manganprozesse 2,5 Std.

Aus der Abklingung der γ-Strahlung ermittelt Fleischmann (44) die Halbwertszeit zu 160 Min., aus der der Elektronen zu 155 Min. in Einklang mit den Fermischen Daten.

Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}1 \cdot 10^6$ eV. Eine Ausbeutesteigerung durch

langsame Neutronen war erwartungsgemäß nicht zu beobachten.

27. *Co.* Für die Aktivität des Kobalts schließt Fermi (62) auf Grund chemischer Analyse auf folgenden Prozeß:

$$Co_{27}^{59} + n_0^1 \rightarrow Mn_{25}^{56} + \alpha_2^4, \quad Mn_{25}^{56} \rightarrow Fe_{26}^{56} + e^-.$$

Die Zerfallszeit beträgt wiederum 2,5 Std. McLennan, Grimmett und Read (116) bestrahlen Kobaltnitrat und beobachten eine Halbwertszeit von 75 Min. Die mittlere Energie der Elektronen liegt wieder bei $1{,}1 \cdot 10^6$ eV. Es wird auch hier eine γ-Strahlung gefunden.

28. *Ni.* Im Gegensatz zu Fermi beobachten Matzner und Rotblat (155) auch bei Nickel eine Aktivität. Nach letzteren lassen sich zwei Halbwertszeiten feststellen von ungefähr 20 Min. und einigen Sekunden. Beide Aktivitäten sind sehr gering. Die längere Periode wird durch Abbremsung der Neutronen verstärkt, die kürzere nicht.

Deshalb besteht für das langlebige Atom die Möglichkeit folgender Kernprozesse:

1. $$Ni_{28}^{58} + n_0^1 \rightarrow Ni_{28}^{59}$$

oder

2. $$Ni_{28}^{62} + n_0^1 \rightarrow Ni_{28}^{63}.$$

Der zweite Prozeß ist wahrscheinlicher, da sein Endprodukt das stabile Kupferisotop 63 sein würde. Der geringen Häufigkeit von $Ni\,62$ würde die Kleinheit des Effektes entsprechen.

Für die 20-Min.-Periode gilt:

3. $$Ni_{28}^{60} + n_0^1 \rightarrow Cn_{27}^{60} + H_1^1.$$

Es entsteht dasselbe *Co*-Isotop wie beim obigen zweiten Kobaltprozeß.

29. *Cu.* Zur Aktivität des Kupfers führen zwei Umwandlungsprozesse:

1. $Cu_{29}^{65} + n_0^1 \rightarrow Cu_{29}^{66}$, $Cu_{29}^{66} \rightarrow Zn_{30}^{66} + e^-$;
2. $Cu_{29}^{63} + n_0^1 \rightarrow Cu_{29}^{64}$, $Cu_{29}^{64} \rightarrow Zn_{30}^{64} + e^-$.

Als Halbwertszeiten werden von Fermi (62) 5 Min. und 10 Std., von Henderson, Livingston und Lawrence (57) 7 Min. sowie von Bjerge und Westcott (60) 6 Std. gemessen.

Das langlebige aktive Element konnte Fermi chemisch als Kupfer identifizieren. Langsame Neutronen führen im ersten Prozeß zu einer 15fachen Ausbeutesteigerung, im zweiten Prozeß ebenfalls zu einer erheblichen, zahlenmäßig nicht festgelegten Verstärkung.

Die Aktivität wird von einer γ-Strahlung begleitet.

30. *Zn.* Dieselben Perioden wie beim Kupfer beobachtet Fermi (62) bei Zink. Sie weisen auf dieselben aktiven Isotopen hin:

1. $Zn_{30}^{66} + n_0^1 \rightarrow Cu_{29}^{66} + H_1^1$, $Cu_{29}^{66} \rightarrow Zn_{30}^{66} + e^-$;
2. $Zn_{30}^{64} + n_0^1 \rightarrow Cu_{29}^{64} + H_1^1$, $Cu_{29}^{64} \rightarrow Zn_{30}^{64} + e^-$.

Aktives Kupfer konnte von Fermi und Bjerge und Westcott (60) chemisch nachgewiesen werden. Die Halbwertszeiten sind nach Fermi 5 Min. und 10 Std., nach Bjerge und Westcott (60) 6 Std., nach McLennan, Grimmett und Read (116) 100 Min.

Dem Kupferprozeß entsprechend tritt auch beim Zink eine γ-Strahlung auf.

31. *Ga.* Gallium zeigt bei den Untersuchungen von Fermi zwei Perioden von 20 Min. und 23 Std. Beide Perioden sind verstärkbar, die erste, für die sich Gallium als aktiver Bestandteil durch chemische Analyse ergab, um das Dreifache.

Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}4 \cdot 10^6$ eV. Die Aktivität wird von einer γ-Strahlung begleitet.

32. *Ge.* Die von Fermi beobachtete Aktivität des Germaniums von ungefähr 30 Min. ist nach seinen Angaben zweifelhaft. Sugden (115) berichtet von einer Periode von 2 Std.

33. *As.* Fermi (62) findet bei Arsen eine starke, mit γ-Strahlung verbundene Aktivität und weist auf chemischem Wege Arsen als aktives Isotop nach:

$$As_{33}^{75} + n_0^1 \rightarrow As_{33}^{76}, \quad As_{33}^{76} \rightarrow Se_{34}^{76} + e^-.$$

Die Halbwertszeiten sind nach Fermi 26 Std., nach Paneth und Fay (131) 1 Tag.

Die mittlere Elektronenenergie ist $1{,}3 \cdot 10^6$ eV. Paneth und Fay (131) ist die weitgehende Trennung der aktiven Arsenatome von den inaktiven durch ein äußeres elektrisches Feld gelungen. Diese Methode wurde schon bei den natürlichen radioaktiven Elementen angewandt. Die Versuchsanordnung war so, daß ein Silberrohr mit innerer Platinelektrode mit einer gasförmigen Arsenverbindung gefüllt wurde. An dem Silberrohr und dem Platindraht lag eine Wechselspannung von 1300 Volt: das Feld betrug etwa 300 Volt/cm.

Ohne Feld waren auf dem Draht keine aktiven Atome zu finden. Mit Feld hatte sich 30 Proz. der gesamten Aktivität auf dem Draht angesammelt, aber nur 0,02 Proz. des inaktiven Arsens. Der Trennungsfaktor ist also etwa 1500.

34. *Se.* Selen hat nach Fermis Beobachtung eine Periode von 35 Min. Ein Isotop des Selens wurde chemisch als aktiver Bestandteil festgestellt. Durch langsame Neutronen wird die Aktivität auf das Vierfache verstärkt.

35. *Br.* Für Brom sind drei zur Aktivität führende Umwandlungsprozesse angegeben worden:

1. $Br_{35}^{79} + n_0^1 \rightarrow Br_{35}^{80}$, $Br_{35}^{80} \rightarrow Kr_{36}^{80} + e^-$;
2. $Br_{35}^{81} + n_0^1 \rightarrow Br_{35}^{82}$, $Br_{35}^{82} \rightarrow Kr_{36}^{82} + e^-$;
3. $Br_{35}^{79} + n_0^1 \rightarrow Br_{35}^{78} + n_0^1 + n_0^1$, $Br_{35}^{78} \rightarrow Kr_{36}^{78} + e^-$.

Brom als aktiver Bestandteil ist für die beiden ersten Prozesse von Fermi (62) und Alichanow, Alichanian und Dzelepow (108), für den dritten Prozeß von B. und J. Kourtschatow, Myssowski und Roussinow (117) chemisch identifiziert worden.

Die Halbwertszeiten sind für

Prozeß 1: 18 Min.

Prozeß 2: 4,2 Std. nach Fermi, B. und J. Kourtschatow u. a. (117) und nach neueren Messungen von Alichanow u. a. (148).

Prozeß 3: 36 Std. (117).

Die Energieverteilung der Elektronen ist

Prozeß 1: Maximum bei $0{,}5 \cdot 10^6$ eV, obere Grenze $2{,}1 \cdot 10^6$ eV. Mittlere Energie $1 \cdot 10^6$ eV.

Prozeß 2: Maximum bei etwa $0{,}3 \cdot 10^6$ eV, obere Grenze bei $2{,}1 \cdot 10^6$ eV. Mittlere Energie wie Prozeß 1: $1 \cdot 10^6$ eV.

Prozeß 3: Obere Grenze $0{,}6 \cdot 10^6$ eV.

Die drei Prozesse werden von einer γ-Strahlung begleitet. Die beiden kurzen Perioden sind erwartungsgemäß durch langsame Neutronen verstärkbar, die erste um das Zehnfache. Sollte sich Gleichung (3) bestätigen, so liegt eine bisher nicht beobachtete Umwandlungsart vor.

37. *Rb.* Newman und Walke (116a) führen die kurzlebige und schwache Aktivität des Rubidiums auf den Kern Rb_{37}^{88} zurück.

39. *Y.* Hevesy und Levy (169) finden bei Yttrium eine Periode von 70 Std. Die Intensität ist halb so groß wie die des Silbers.

40. *Zr.* Im Gegensatz zu Fermi (62) berichten Hevesy und Levy (119) von einer Aktivität des Zirkons mit 40 Std. Halbwertszeit:

$$Zr_{40}^{96} + n_0^1 \rightarrow Zr_{40}^{97}.$$

42. *Mo.* Molybdän hat nach Fermi (62) zwei Perioden von 30 Min. und 36 Std., 25 Min. und 36 Std. nach McLennan, Grimmett und Read (90).

43. *Rh.* Fermi und Alichanow, Alichanian und Dzelepow (148) finden bei Rhodium zwei Aktivitäten von 44 Sek. bzw. 3,9 Min. Döpel (171) gibt neuerdings 35 Sek. und 3,8 Min. an.

Beide Aktivitäten sind durch langsame Neutronen verstärkbar, die erste um den Faktor 15. Die in der kurzen Periode emittierten Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}2 \cdot 10^6$ eV und eine maximale Energie von $2{,}6 \cdot 10^6$ eV. Die maximale Energie der Elektronen der längeren Periode liegt bei $2{,}1 \cdot 10^6$ eV. Die 44-Sek.-Periode wird von einer γ-Strahlung begleitet.

44. *Ru.* I. Kourtschatow, Nemenow und Selinow finden im Gegensatz zu Fermi bei Verwendung von langsamen Neutronen eine Aktivität des Rutheniums. Die Aktivität ist von halber Stärke wie die des Silbers unter gleichen Bedingungen und besteht aus vier Perioden:

40 Sek., 100 Sek., 11 Std. und 75 Std. Im radioaktiven Gleichgewicht betragen die Intensitäten der einzelnen Aktivitäten in der Reihenfolge von der kurzen zur langen Zerfallzeit: 100:100:10:40.

Bei den Halbwertszeiten von 40 und 100 Sek. handelt es sich entweder um aufeinanderfolgende Prozesse:

$$Ru_{44}^{104} + n_0^1 \rightarrow Ru_{44}^{105} + \gamma, \qquad Ru_{44}^{105} \rightarrow Rh_{45}^{105} + \varepsilon^-$$
$$Rh_{45}^{105} \rightarrow Pd_{46}^{105} + \varepsilon^-,$$

oder um nebeneinanderlaufende Prozesse:

$$Ru_{44}^{102} + n_0^1 \rightarrow Ru_{44}^{103} + \gamma, \qquad Ru_{44}^{103} \rightarrow Rh_{45}^{103} + \varepsilon^-;$$
$$Ru_{44}^{104} + n_0^1 \rightarrow Ru_{44}^{105} + \gamma, \qquad Ru_{44}^{105} \rightarrow Rh_{45}^{105} + \varepsilon^-.$$

Über die Entstehung der beiden langlebigen Elemente konnte noch nichts ausgesagt werden.

46. *Pd.* Die beiden von Fermi beobachteten Perioden des Palladiums von 25 Min. bzw. 12 Std sind von McLennan, Grimmett und Read (90) bestätigt worden. Für die längere Periode geben sie allerdings 14 Std. an.

47. *Ag.* Zur Aktivität des Silbers führen nach Fermi (62), und Joliot und Kowarski (107) folgende Prozesse:

1. $Ag_{47}^{107} + n_0^1 \rightarrow Ag_{47}^{108}$, $Ag_{47}^{108} \rightarrow Cd_{48}^{108} + \varepsilon^-$;
2. $Ag_{47}^{109} + n_0^1 \rightarrow Ag_{47}^{110}$, $Ag_{47}^{110} \rightarrow Cd_{48}^{110} + \varepsilon^-$.

Das langlebige aktive Isotop wies Fermi chemisch als *Ag* nach.

Die Halbwertszeiten sind:

Für die kurze Periode 22 Sek. nach Fermi (62), Alichanow u. a. (148), Chadwick und Goldhaber (150), 26 Sek. nach Henderson u. a. (57), 30 Sek. nach Kikuchi u. a. (133), 40 Sek. nach Bjerge und Westcott (52). Für die lange Periode 2,3 Min. nach Fermi (62), Chadwick und Goldhaber (150), Sugden (115), 2,5 Min. nach Henderson u. a. (57), 2–4 Min. nach Kikuchi u. a. (133).

Die Versuchsergebnisse reichten zur Feststellung, welchem Prozeß die kürzere bzw. die längere Periode zuzuordnen ist, nicht aus. Die von dem kurzlebigen Isotop emittierten Elektronen haben eine maximale Energie von $2{,}8 \cdot 10^6$ eV nach Alichanow u. a. (148), die von dem langlebigen Isotop stammenden Elektronen eine mittlere Energie von $0{,}6 \cdot 10^6$ eV nach Fermi (62).

Beide Aktivitäten sind entsprechend obigen Umwandlungsgleichungen durch langsame Neutronen verstärkbar, die erste um den Faktor 30, die zweite um den Faktor 2. Außerdem ist eine γ-Strahlung beobachtet worden.

Einen Überblick über die Ausbeute an aktiven Atomen bei Verwendung verschiedener Neutronenquellen gibt nachstehende Tabelle der Messungen von Bjerge und Westcott (52):

Neutronenquelle	$Be+Ra$	$Li+D$	$Be+D$	$D+D$
F 8 Sekunden	100	10	1	0,5
Si 2,5 Minuten	100	50	1	1
P 2,5 Minuten	100	30	1	1
P 2,5 Stunden	100	50	30	30
Ag 40 Sekunden	100	10	15	15

Dabei ist die Energie der Neutronen der Prozesse $(Be+Ra)$ und $(Li+D) \sim 15 \cdot 10^6$ eV, $(Be+D)$ $4{,}5 \cdot 10^6$ eV und $(D+D)$ $2 \cdot 10^6$ eV.

48. *Cd.* Bei Kadmium fand Fermi (118) eine Aktivität von 2 Tagen und evtl. eine kürzere Periode.

49. *In.* Indium hat drei Perioden: 13 Sek., 54 Min. und 3,5 Std. nach Fermi (62) sowie Szilard und Chalmers (85, 68).

Die aktiven Atome sind Indiumisotope, deshalb sind die Aktivitäten verstärkbar (die 13-Sek.-Aktivität 12fach). Die mittlere Energie der aus der 54-Min.-Aktivität stammenden Elektronen ist $0{,}35 \cdot 10^6$ eV.

Die 54-Min.-Aktivität ist mit einer γ-Strahlung verbunden. Döpel (174) findet Anzeichen einer zeitlich abklingenden α-Teilchen-Emission.

50. *Sn.* Matzner berichtet, bei Zinn eine Aktivität beobachtet zu haben.

51. *Sb.* Antimon hat nach Fermi eine verstärkbare Aktivität von 2,5 Tagen. Das aktive Antimonisotop wurde chemisch nachgewiesen. Die mittlere Elektronenenergie ist $0{,}7 \cdot 10^6$ eV. Die Aktivität wird von einer γ-Strahlung begleitet.

52. *Te.* Fermi fand bei Tellur eine schwache verstärkbare Periode von 45 Min.

53—72. *J—Hf.* Die Versuchsergebnisse aller durch Neutronen aktivierten Elemente, die im periodischen System zwischen Jod und Hafnium liegen, wurden von Fermi (118), Hevesy und Levy (145), Sugden (115) und Marsh und Sugden (144) und McLennan und Rann (164) untersucht. Sie sind in umstehender Tabelle zusammengefaßt. Ergänzende Angaben sind noch für drei Elemente zu machen.

53. *J.* Die Aktivität des Jods wird auf den Prozeß

$$J_{53}^{127} + n_0^1 \rightarrow J_{53}^{128}, \quad J_{53}^{128} \rightarrow Xe_{54}^{128} + e^-$$

zurückgeführt, wobei das aktive Jodisotop von Fermi und Alichanow u. a. (148) chemisch nachgewiesen werden konnte. Die Zerfallszeit wird zu 24 Min. von v. Große und Agruß (85a), zu 25 Min. von Fermi, Alichanow u. a. (148) und Sugden (115), zu 30 Min. von Brasch und Lange (74), Szilard und Chalmers (68) sowie Alichanow u. a. (108) angegeben.

Die Energieverteilung der Elektronen hat ein Maximum bei etwa $0{,}5 \cdot 10^6$ eV und eine obere Grenze bei $2{,}1 \cdot 10^6$ eV und ist damit für die drei Halogene die gleiche. Die mittlere Elektronenenergie ist $0{,}9 \cdot 10^6$ eV.

Die Aktivität kann durch langsame Neutronen um das Fünffache verstärkt werden.

Die Tabelle von McLennan, Grimmett und Read (90) zeigt das Verhalten des Jods gegenüber Neutronen verschiedener Geschwindigkeiten:

Neutronenquellen	Relative Aktivität von Jod
$Ra+Be$	13,0
$Ra+B$	4,5
$Ra+Al$	1,0

Außerdem wird eine γ-Strahlung beobachtet.

55. *Cs.* und

58. *Ce.* Döpel (174) findet bei diesen Elementen ebenfalls die Anzeichen einer zeitlich abklingenden α-Emission.

66. *Dy.* Für die starke Aktivität des Dysprosiums gilt nach Hevesy und Levy (145) der Umwandlungsprozeß:

$$Dy_{66}^{164} + n_0^1 \rightarrow Dy_{66}^{165}.$$

Die obere Grenze der Elektronenenergie liegt bei $1{,}4 \cdot 10^6$ eV.

67. *Ho.* Marsh und Sugden (144) beobachten bei Holmium dieselbe Periode von 2,5 Std. wie bei Dysprosium und setzen dementsprechend als Aktivierungsprozeß folgende Gleichung an:

$$Ho_{67}^{165} + n_0^1 \rightarrow Dy_{66}^{165} + H_1^1.$$

Die obere Grenze der Elektronenenergie liegt bei $1{,}6 \cdot 10^6$ eV.

73. *Tl.* Preiswerk und Halban (134) finden bei Thallium 2 Aktivitäten von 97 Min. und $4 \pm 0{,}5$ Min. Halbwertszeit, die den Prozessen:

1) $Tl_{81}^{203} + n_0^1 \rightarrow Tl_{81}^{204}$; $Tl_{81}^{204} \rightarrow Pb_{82}^{204} + e^-$,

2) $Tl_{81}^{205} + n_0^1 \rightarrow Tl_{81}^{206}$; $Tl_{81}^{206} \rightarrow Pb_{82}^{206} + e^-$,

zugeschrieben werden. Die längere Periode kommt Prozeß 1), die kürzere Prozeß 2) zu. Beide Aktivitäten sind durch langsame Neutronen verstärkbar. Eine Periode von 90 Min. finden ebenfalls McLennan und Rann (164).

74. *W.* Wolfram hat eine durch langsame Neutronen 15fach verstärkbare Aktivität von 24 Std. nach Fermi, von 23 Std. nach McLennan, Grimmett und Read (90).

Auf Grund chemischer Untersuchungen hält Fermi es für wahrscheinlich, daß ein Wolframisotop das aktive Atom ist.

Fermi beobachtete eine γ-Strahlung.

Z	Bestrahltes Element	Halbwertszeit				Relative Intensität		Verstärkbarkeit durch langsame Neutronen	Aktives Element
		Marsh-Sugden	Hevesy-Levy	Fermi	Mc Lennanu. Rann	Marsh-Sugden	Hevesy-Levy		
47	Silber	2,3 Min.	2,3 Min.	22 Sek. 2,3 Min.	÷	1	8	÷	*Ag*
53	Jod	25 Min.	÷	25 Min.	÷	0,7	÷	*a*	*I* (128)
55	Cäsium	÷	÷	?; 1,5 Std.	75 Min. (116)	÷	÷	÷	÷
56	Barium	÷	÷	? 3 Min. 80 Min.	÷	÷	÷	8	*Ba*
57	Lanthan	1,9 Tg.	÷	÷	÷	0,5	÷	12	*La* (140)
58	Cerium	—	÷	÷	÷	÷	÷	÷	÷
59	Praseodymium	19 Std.	19 Std.	5 Min. 19 Std.	÷	0,9	4,5	*a*	*Pr* (142)
60	Neodymium	—	1 Std.	1 Std.	35 Min.	÷	0,04	÷	÷
62	Samarium	40 Min. lge. Per.	40 Min.	40 Min.	÷	0,03	0,6	÷	÷
63	Europium	9,2 Std.	9,2 Std.	÷	÷	19	39	40	*Eu* (1520d. 154)
64	Gadolinium	—	8 Std.	8 Std.	6,4 Std.	÷	sehr gering	*a*	÷
65	Terbium	3,9 Std.	3,9 Std.	÷	÷	0,6	2,5	÷	*Tb* (160)
66	Dysprosium	2,5 Std.	2,5 Std.	÷	2,5 Std.	> 30	100	20	*Dy* (165)
67	Holmium	2,6 Std.	3,5 Std.	÷	2,6 Std.	> 30	20	15	*Ho* (166)
68	Erbium	~ 7 Std. 1,6 Tg.	12 Std.	÷	5,8 Std. 2,7 Std.	0,03; 0,3	0,35	÷	÷
70	Ytterbium	~3,5 Std.	3,5 Std.	÷	÷	0,03	0,25	÷	*Lu* (176)
71	Lutecium	4,0 Std.	~ 5 Tg.	÷	3,6 Std.	1,0	~ 1	÷	*Lu* (176)
72	Hafnium	÷	lange Periode (119)	÷	÷	÷	÷	÷	*Hf* (181)

a: nicht zahlenmäßig angegeben. Glatte, horizontale Striche bedeuten: Angestellte Versuche liefen ergebnislos aus. In allen anderen Fällen sind keine Untersuchungen bekannt (÷).

75. *Re.* Bei Rhenium liegt nach Fermi eine Aktivität von 20 Std. vor, die durch langsame Neutronen verstärkt wird. Hieraus wurde in Übereinstimmung mit chemischen Ergebnissen geschlossen, daß ein aktives Rheniumisotop vorliegt.

Die emittierten Elektronen haben eine mittlere Energie von $1 \cdot 10^6$ eV.

76. *Os.* McLennan u. a. (90) finden bei Osmium eine Aktivität von 23 Std.

77. *Ir.* Für die Iridiumaktivität gilt folgender Prozeß:

$$Ir_{77} + n_0^1 \rightarrow Ir_{77}, \quad Ir_{77} \rightarrow Pt_{78} + e^-,$$

wobei Fermi (62) Iridium als aktives Atom nachwies. Als Halbwertszeit wird von Fermi und Alichanow u. a. (148) 19 Std. angegeben. Sosnowski (109) findet zwei verstärkbare Aktivitäten von 50 Min. bzw. 3 Tagen, die sich wie 6 : 1 verhalten.

Für den angegebenen Prozeß ist die mittlere Energie der Elektronen $1 \cdot 10^6$ eV, die maximale Energie $2{,}2 \cdot 10^6$ eV.

Als Elektronenenergie gibt Sosnowski für die 50-Min.-Periode $1{,}1 \cdot 10^6$ eV, für die 3-Tage-Periode $0{,}4 \cdot 10^6$ eV an. Die kurze Periode wird außerdem von einer γ-Strahlung begleitet.

78. *Pt.* Bei Platin weichen die Angaben über die Halbwertszeit der verstärkbaren Aktivität weit voneinander ab. Fermi (62) gibt 50 Min. an, McLennan, Grimmett und Read (90) 36 Min., Sosnowski (109) 100 Min.

Die emittierten Elektronen haben eine mittlere Energie von $1{,}5 \cdot 10^6$ eV.

79. *Au.* Gold besitzt nach Fermi (62) eine starke Aktivität gemäß

$$Au_{79}^{197} + n_0^1 \rightarrow Au_{79}^{198}, \quad Au_{79}^{198} \rightarrow Hg_{80}^{198} + e^-.$$

Erbacher und Philipp und Fermi wiesen aktives Gold chemisch nach.

Die Halbwertszeit beträgt nach Erbacher und Philipp, Fermi (62) und Alichanow, Alichanian und Dzelepow (148) 65 Std., nach Sosnowski (109) 70 Std.

Die Elektronen haben eine mittlere Energie von $0{,}3 \cdot 10^6$ eV, eine maximale Energie von $1{,}1 \cdot 10^6$ eV. Außerdem tritt eine γ-Strahlung auf.

81. *Tl.* Nach McLennan, Grimmett und Read (116) hat Thallium eine Periode von 97 Min.

82. *Pb.* Matzner beobachtet im Gegensatz zu Fermi eine Aktivität des Bleis.

83. *Bi.* Sosnowski (114) fand bei Wismut im Gegensatz zu McLennan u. a. (116) und Preiswerk und Halban (134) eine Aktivität von 1 Std. Durch chemische Analyse wurde festgestellt, daß das aktive Atom weder zum Blei noch zum Thallium gehört, so daß vermutet wird

$$Bi_{83}^{209} + n_0^1 \rightarrow Bi_{83}^{210}.$$

Eine γ-Strahlung war nicht zu finden.

Die mittlere Elektronenenergie liegt bei etwa $1 \cdot 10^6$ eV.

Dieselbe Massen- und Atomzahl wie Bi_{83}^{210} hat Ra_{83}^{210}, so daß nach Sosnowski (114) bei der Verschiedenheit der Kerneigenschaften wie Zerfallszeit und Energie der emittierten Elektronen von „Isotopen höherer Ordnung" gesprochen werden kann.

90. *Th.* Zwischen künstlicher und natürlicher Radioaktivität scheint ein innerer Zusammenhang zu bestehen. Alle natürlich radioaktiven Elemente lassen sich in drei Gruppen ordnen: Die Thorium-, Radium- und Aktiniumreihe. Für die Massenzahlen der Elemente der Thoriumreihe hat man das Symbol $4n$, für die der Radiumreihe $4n+2$ und schließlich für die der Aktiniumreihe $4n+3$ aufgestellt. Es fehlte also bisher die Reihe des Symbols $4n+1$, die, wie Hahn und Meitner (130) und Curie, Joliot und Halban (156) nachwiesen, von den aktiven Elementen gebildet wird, die bei der Beschießung von Thorium entstehen.

Es entstehen fünf radioaktive Elemente mit den Halbwertszeiten:

1 Min. Curie u. a. (156), Hahn und Meitner (130), Fermi (62),
2,5 Min. Curie u. a.,
12 Min. Curie u. a. und Hahn und Meitner,
25 Min. Curie u. a. und Fermi,
3,5 Std. Curie u. a.

Durch chemische Untersuchungen wurde festgestellt, daß das aktive Element der 25-Min.-Periode R (25 Min.) ein Isotop des Thoriums ist. Fermi schreibt ihm das Atomgewicht 233 zu. Entsprechend ist nach Curie u. a. (156)

R (3,5 Std.) Isotop des Aktiniums,
R (12 Min.) Isotop des Aktiniums,
R (1 Min.) Isotop des Radiums,
R (2,5 Min.) Isotop des Protaktiniums und Abkömmling des Thoriumisotops R (25 Min.).

Diese Ergebnisse geben schon ein ungefähres Bild von der Entstehung der einzelnen Elemente (s. Figur).

$$Th_{90}^{232} + n_0^1 \rightarrow R\,(25\text{ Min.})_{90}^{233},$$
$$R\,(25\text{ Min.})_{90}^{233} \xrightarrow{\beta} R\,(2{,}5\text{ Min.})_{91}^{233}.$$

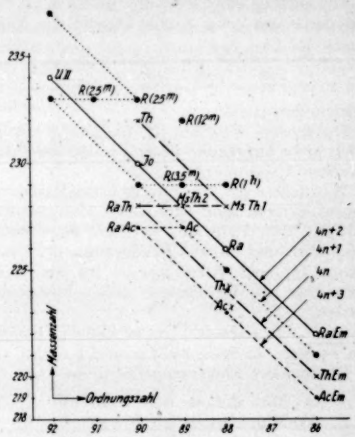


Fig. 2.

Das aktive Element mit der Periode 1 Min. ist als Isotop des Radiums wahrscheinlich durch Einfangen eines Neutrons und Emission eines α-Teilchens gemäß

$$Th_{90}^{232} + n_0^1 \rightarrow R\,(1\text{ Min.})_{88}^{229} + \alpha_2^4$$

entstanden.

Dieser Kern muß durch Emission eines Elektrons in ein Isotop des Aktiniums übergehen:

$$R\,(1\text{ Min.})_{88}^{229} \xrightarrow{\beta} R_{89}^{229}.$$

Das andere Aktiniumisotop stammt direkt vom Thorium

$$Th_{90}^{233} + n_0^1 \rightarrow R_{89}^{232} + H_1^1.$$

Von den beiden Kernen R (3,5 Std.) und R (12 Min.), die als Aktiniumisotope identifiziert wurden, ist nicht bekannt, welches dem R_{89}^{229} gleichzusetzen ist und somit vom R (1 Min.) abstammt, bzw. welches vom Thorium stammt und mit R_{89}^{232} identisch wäre. Curie, Halban und Preiswerk (156) nehmen an, daß R (3,5 Std.) der Abkömmling des 1-Min.-Isotops ist, und zwar aus folgenden Gründen:

1. Das instabilere Isotop ist auch das schwerere: demnach entspräche R_{89}^{232} die Zerfallszeit von 12 Min., R_{89}^{229} die von 3,5 Std.
2. R (12 Min.) hat eine zu geringe Intensität, um von R (1 Min.) mit ziemlich großer Intensität abzustammen.

Hahn und Meitner (130) hatten angenommen, daß das 12-Min.-Isotop vom 1-Min.-Isotop abstammt.

Das Aktiniumisotop R (12 Min.) geht unter Elektronenemission in Thorium über.

Die anderen vier Isotope haben Massenzahlen von der Form $4n+1$ und können der Reihe

$$R_{92}^{237} \xrightarrow{\alpha} R\,(25\,\text{Min.})_{90}^{233} \xrightarrow{\beta} R\,(2{,}5\,\text{Min.})_{91}^{233} \xrightarrow{\beta} R_{92}^{233} \xrightarrow{\alpha}$$
$$R_{90}^{229} \xrightarrow{\alpha} R_{88}^{225} \xrightarrow{\alpha} R_{86}^{221} \xrightarrow{\alpha} \text{usw.}$$

eingegliedert werden.

Die Isotope R (1 Min.)$_{88}^{229}$ und R (3,5 Std.)$_{89}^{229}$ sollen nicht Mitglieder dieser Familie sein, wohl aber ihre Abkömmlinge.

Wenn diese $4n+1$-Familie in der Natur vorkommt, so möchte man annehmen, daß auch hier Uran als Muttersubstanz gilt, und zwar müßte R (25 Min.) der direkte Abkömmling des Uranisotops 237 sein. Allerdings ist bis jetzt beim Uran eine 25-Min.-Periode nicht beobachtet worden.

92. *U*. Für Uran gibt Fermi (62) die Perioden von 15 Sek., 40 Sek., 13 Min. und 100 Min. an.

Die mittlere Elektronenenergie der

13-Min.-Periode ist $1{,}1 \cdot 10^6$ eV,
100-Min.-Periode ist $0{,}6 \cdot 10^6$ eV.

Außerdem ist die Aktivität von einer γ-Strahlung begleitet.

Die künstliche Radioaktivität des Urans hat auf Grund umfangreicher chemischer Analysen Fermi (43) zu dem Schluß veranlaßt, daß zumindest die 13-Min.-Periode zu einem Element mit höherer Ordnungszahl als 92 gehört.

Die chemischen Untersuchungen zeigten nämlich, daß es sich um ein Isotop der Ordnungszahlen 82, 83, 86, 87, 88, 89, 90, 91 und 92 nicht handeln kann. Sein Verhalten, daß es mit Mangan und Rhenium ausfällt, führte zu der Annahme, es sei ein dazu homologes Element mit der Ordnungszahl 93. Die Entstehung dieses Elementes wäre dann so zu denken, daß aus

$$U_{92}^{238} \rightarrow U_{92}^{239}$$

gebildet wird, und daß dieses unter Elektronenemission mit einer der kürzeren Halbwertszeiten in R_{93}^{239} übergeht, das seinerseits mit 13 Min. zerfällt. v. Große und Agruß (51a) schließen aus dem periodischen System auf ein anderes Verhalten des Elementes 93 und finden durch chemische Untersuchungen — allerdings nicht an bestrahltem Uran —, daß das Element 91 gleiche Reaktionen ergibt wie Fermis Element 93. Sie schreiben deshalb die 13-Min.-Aktivität einem Isotop des Elementes 91-Protaktinium- zu[1]).

1) Vgl. J. Noddack, Angew. Chem. **47**, 653, 34.

Chemische Untersuchungen von Hahn und Meitner (84) widerlegen die Annahme von v. Große und Agruß (51a). Sie finden, daß die aktiven 13- und 100-Min.-Elemente nicht Isotope des Protaktiniums sind. Ebenso kommen alle Elemente bis zum Quecksilber einschließlich (evtl. mit Ausnahme des Ekajods) als aktiver Bestandteil des Urans nicht in Betracht. Damit gewinnt die Annahme, daß die 13- und 100-Min.-Isotope jenseits 92 liegen, an Wahrscheinlichkeit.

Die bisherigen Versuche scheinen dafür zu sprechen, daß das 13-Min.-Isotop ein Element 93, das 100-Min.-Isotop ein Element 94 ist.

Nach neueren Untersuchungen von Fermi (118) bleibt die 40-Sek.-Aktivität durch Abbremsung der Neutronen unbeeinflußt, während die andern drei Perioden gleichmäßig stark, um das 1,6fache, verstärkt werden.

Damit ergibt sich folgendes Bild für die Entstehung der verstärkbaren Aktivitäten:

$$U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow R_{92}^{239} \quad (15\ \text{Sek.})$$
$$\downarrow$$
$$R_{93}^{239} \quad (13\ \text{Min.})$$
$$\downarrow$$
$$R_{94}^{239} \quad (100\ \text{Min.})$$

Das 40-Sek.-Isotop entsteht in einem andern Prozeß. Hahn und Meitner gelang es, das 100-Min.-Element zu isolieren. Dabei ergab sich, daß seine Aktivität ein Gemisch zweier Perioden von 50—70 Min. und 2—3 Tagen ist.

Neuerdings finden Hahn und Meitner (177) neben weiteren unbestimmten Umwandlungsprodukten ein 12-Stunden-Isotop als höheres Homolog der Platingruppe. Versuche bei Verwendung langsamer und schneller Neutronen bei gleichzeitiger Variation der Bestrahlungsdauer zeigten, daß alle Beobachtungsdaten drei neben einander verlaufenden Prozessen zuzuordnen sind:

I. $U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow Th_{90}^{235} + \alpha_2^4$

$Th_{90}^{235} \xrightarrow{\beta} Pa_{91}^{235} \xrightarrow{\beta} U_{92}^{235} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Re_{93}^{235} \rightarrow Ra_{91}^{231}$ (?).

II. $U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow U_{92}^{237} + 2n_0^1$

$U_{92}^{237} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Re_{93}^{237} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Os_{94}^{237} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Ir_{95}^{237}$ (?).

Das Isotop $Eka\text{-}Re_{93}^{237}$ zerfällt mit 16 ± 1 Min. Zerfallszeit in $Eka\text{-}Os_{94}^{237}$. Das *Eka-Re*-Isotop entspricht Fermis 13-Min.-Isotop. Dem Uranisotop U_{92}^{237} wird die Zerfallszeit von 40 Sek. zugeordnet, entsprechend der Fermischen Beobachtung, daß die 40-Sek.-Periode durch langsame Neutronen nicht verstärkbar ist. Die merkwürdige Tatsache, daß

U_{92}^{238} α-strahlend,
U_{92}^{237} β-strahlend ist, findet sein Analogon bei
Th_{90}^{232} α-strahlend,
Th_{90}^{231} β-strahlend.

III. $U_{92}^{238} + n_0^1 \rightarrow U_{92}^{239}$

$U_{92}^{239} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Re_{93}^{239} \xrightarrow{\beta} Eka\text{-}Os_{94}^{239} \rightarrow Eka\text{-}Ir_{95}^{239}$.

Das Uranisotop U_{92}^{239} muß kurzlebiger als U_{92}^{237} und durch langsame Neutronen verstärkbar sein. Ihm wird deshalb die 10-Sek.-Periode von Fermi zugeordnet.

Schlußbetrachtung.

Abschließend kann über die Aktivierung durch Neutronen folgendes gesagt werden:

1. Bei der eingangs erfolgten Diskussion der drei möglichen Umwandlungsarten durch Neutronen und in der Zusammenstellung wurde wiederholt darauf hingewiesen, daß bei einigen Elementen und einigen Perioden, aber in allen Fällen, in denen gemäß Prozeß 3 der aktive Kern ein Isotop des bestrahlten ist, langsame Neutronen wirksamer sind als schnelle. Während bei leichten Elementen alle drei Prozesse gleich häufig sind, tritt bei schweren vorwiegend die Umwandlung nach Prozeß 3 auf. Dementsprechend ist zu erwarten, daß eine Steigerung der Aktivität durch Verwendung langsamer Neutronen besonders bei den schweren Elementen in Erscheinung tritt. Meitner (71) konnte auch mit langsamen Neutronen, die aus Beryllium durch γ-Strahlung ausgelöst wurden, eine Aktivität nur bei den schweren Elementen Jod, Silber und Gold, nicht aber bei den leichten Aluminium, Lithium und Natrium finden. Dieselbe Tatsache bringen die Ergebnisse nachstehender Tabelle von Danysz, Rotblat, Wertenstein und Zyw (78) zum Ausdruck:

Bestrahltes Element	Absorber	
	Blei 19 mm	Gold 25,5 mm
Si	− 16 Proz.	− 27 Proz.
Al	− 20 Proz.	− 31 Proz.
Ag	+ 4 Proz.	+ 22 Proz.
J	—	+ 17 Proz.

Ausbeuteänderung durch Abbremsung der Neutronen.

Die Fähigkeit der Substanzen, die Neutronengeschwindigkeit herabzusetzen, ist besonders in Arbeiten von Fermi (62), v. Große und Agruß (80) und Bjerge und Westcott (143) untersucht worden. Es hat sich übereinstimmend gezeigt, daß diese Fähigkeit in besonders hohem Maße Wasserstoff und wasserstoffhaltigen Substanzen zu eigen ist.

Die Tatsache, daß die schweren Elemente durch langsame Neutronen stärker aktiviert werden können, d. h. daß der Wirkungsquerschnitt mit abnehmender Neutronengeschwindigkeit zunimmt, erklärt Bethe (127) durch die längere Verweilzeit des Neutrons im Kern, die großen Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten verschiedener Atome durch Resonanz. Der Wirkungsquerschnitt ändert sich nach Untersuchungen von Ehrenberg (165) mit der Neutronenenergie für verschiedene Kerne in verschiedener Weise. Die in folgender Tabelle zusammengestellten Wirkungsquerschnitte sind von Dunning, Pegram, Fink und Mitchell (105) angegeben. Dabei wurden durch γ-Strahlung aus Beryllium ausgelöste Neutronen verwendet. Unabgebremst werden sie als schnell, nach Durchlaufen einer 6 cm dicken Paraffinschicht als langsam bezeichnet.

Element	Wirkungsquerschnitt × 10^{24} cm²	
	Langsame Neutronen	Schnelle Neutronen
H	13,3	1,68
D	3,4	1,71
Li	49	1,84
Be	3,8	1,65
B	600 300*	1,6
C	2,8	1,65
O	3	
F	4,0	
Na	4,5	
Mg	2,5	
Al	1,9	2,4
Si	2,0	
P	7,2	
Cl	38 130*	
K	34	
Ca	10	
Ti	8	
Cr	7,4	
Mn	8	
Fe	7,8	3
Co	26 100*	
Cu	5,9	3,2
Zn	3,6	3,3
Se	12	
Zr	17	
Cd	10000*	
In	450*	
Sn	3,6	4,3
Sb	8	
I	10,1 40*	4,6
Ba	100	
Pr	100	
W	19	5,3
Au	100*	
Hg	430	5,8
Ph	6,1	5,7
Y	7000*	
U	100	

Die mit einem Stern versehenen Werte stammen von Fermi.

2. Wilkins und Shnidman (93) stellen fest, daß bei Umwandlungen durch Neutronen die stabilen Endprodukte die häufigsten Isotopen der betreffenden Elemente sind, z. B.:

S 32 96 Proz. *Cr* 50 4,9 Proz. *Fe* 54 5 Proz.
33 1 „ 52 81,6 „ 56 95 „
34 3 „ 53 10,4 „
54 3,1 „

3. Bei den Kernumwandlungen durch Neutronen ist bisher nur die Emission von α-Teilchen, Protonen und Elektronen beobachtet und durch die drei Grundgleichungen gedeutet worden. Curie, Joliot und Preiswerk (41) nehmen an, bei Phosphor und Aluminium auch eine mit dem Zerfall des aktiven Kerns verbundene Neutronenemission gefunden zu haben.

Sie geben für den aktiven Aluminium- und Siliziumkern folgendes Zerfallschema an:

$$1.\ Al_{13}^{28} \rightarrow Al_{13}^{27} + n_0^1\ ;$$

$$2.\ Si_{14}^{31} \rightarrow Si_{14}^{30} + n_0^1\ .$$

Versuche von Pegram, Dunning und Fink (100) in dieser Richtung haben für Phosphor, Aluminium, Eisen und Kupfer zu keinem Erfolg geführt. Auch Gurevich (139) hält auf Grund seiner Beobachtungen diese Gleichung für fraglich. Stimmen die Kernreaktionen, so muß sich nach Goldhaber (47) das Neutron im Kern in einem Zustand positiver Energie befinden, d. h. es muß auch für Neutronen eine Potentialschranke bestehen. Diese Folgerung widerspricht der Tatsache, daß die Neutronen so leicht in den Kern eindringen können.

4. Warfield und Ruark (123) suchten nach einer Gesetzmäßigkeit, um bei Beschießung mit Neutronen aus der Ordnungs- und Massenzahl des beschossenen Kernes auf die Art des Umwandlungsprozesses zu schließen. Es zeigte sich, daß im allgemeinen Prozeß 1 oder 3 auftritt, wenn die Ordnungs- und Massenzahlen gerade sind, und daß Prozeß 2 vorliegt, wenn sie ungerade sind. In allen Fällen aber ist die Differenz zwischen Massen und Ordnungszahlen für aktive Vorgänge gerade.

V. Künstliche Radioaktivität durch Elektronen.

Livingood und Snell (166) bestrahlten ungefähr 50 Elemente mit Elektronen von 800 ekV, ohne eine Aktivität beobachten zu können. Allerdings ließ ihre Meßanordnung nur die Feststellung einer Aktivität zu, wenn die Halbwertszeit zwischen einigen Sekunden und ein oder zwei Stunden lag, und die Energie der emittierten Teilchen einer größeren Reichweite als 4 cm Luft entsprach.

Nach Versuchen von Tanaka (167) trat bei Bestrahlung von *Al* mit Elektronen von 250 bis 300 ekV eine Elektronenstrahlung mit den Perioden 7 Sek., 40 Sek. und 10 Min. auf. Die Energie der emittierten Elektronen belief sich für die mittlere Periode auf 2,5 ekV.

Eine Elektronenemission konnte Tanaka noch bei *Ni*, *Cu* und *Ag* beobachten.

VI. Künstliche Radioaktivität durch γ-Strahlen.

In einer kurzen Mitteilung berichten von Traubenberg und Bartels (72) von erfolgreichen Aktivierungsversuchen an Blei durch die γ-Strahlung der Thoremanation. Die Abklingungszeit mißt nach Sekunden.

Alle anderen Kernumwandlungsprozesse durch γ-Strahlen verlaufen inaktiv. Bisher waren nur die leichten Elemente umwandelbar, weil bei normalen Prozessen die γ-Strahlenenergie größer sein muß als die Bindungsenergie des befreiten Teilchens. Aus energetischen Gründen ist daher auch bei Verwendung des energiereichsten γ-Strahlers, des *Th-C'* mit $2{,}6 \cdot 10^6$ eV nur zu erwarten, daß das Deuton, Beryllium und die radioaktiven Elemente, welche α-Teilchen emittieren, umgewandelt werden. So fanden Szillard und Chalmers (68) bei Bestrahlung von Beryllium mit *Ra*-γ-Strahlen Neutronen, die nach Meitner, (71) Jod, Gold und Silber zu aktivieren vermögen. Auch Röntgenstrahlen lösen nach Rhidenour, Yost und Shinohara (99) und Brasch und Lange (74) Neutronen aus. Die von diesen Neutronen in Jod hervorgerufene Aktivität beträgt aber nur $^1/_{1000}$ der Aktivität bei Verwendung von Neutronen, die aus Beryllium durch γ-Strahlen ausgelöst wurden.

Der Prozeß, bei dem durch die auffallende elektromagnetische Strahlung ein Neutron aus dem Kernverband austritt, wird in Analogie zu dem bekannten Photoeffekt der Atomhülle als „Kernphotoeffekt" bezeichnet.

Der Kernphotoeffekt des schweren Wasserstoffs ist nach Chadwick und Goldhaber (59, 150) durch folgende Beziehung charakterisiert:

$$D_1^2 + h\nu = H_1^1 + n_0^1\ .$$

Der Wirkungsquerschnitt des Deutons für diesen Prozeß ist $5 \cdot 10^{-28}$ cm². Aus den Energien der entstehenden Protonen und Neutronen folgt die Bindungsenergie des Deutons zu $2{,}1 \cdot 10^6$ eV ≡ 0,0023 Masseeinheiten.

Nach Lea tritt die Umkehrung des Kernphotoeffektes ein bei Beschießung von Wasserstoff mit Neutronen. Er beobachtet eine γ-Strahlung, die eine der Bindungsenergie des Deutons entsprechende Energie hat. Walke (69) erklärt das Auftreten dieser γ-Strahlung folgendermaßen: Beim Stoß zweier Teilchen gleicher Masse, die größer als Elektronenmasse ist, entsteht ein Elektronenpaar. Das Elektron liefert hier mit der positiven Ladung des Protons die Vernichtungsstrahlung von $0{,}5 \cdot 10^6$ eV. Das entstehende Neutron soll mit dem auftreffenden Neutron und dem Positron des Elektronenpaares ein Deuton bilden.

Schlußbetrachtung.

Die für die natürlich radioaktiven Elemente bestehende Sargentsche Beziehung zwischen der Zerfallzeit und der maximalen Energie des kontinuierlichen β-Spektrums soll auch für die künstlichen Radioelemente mit der Emission von Elektronen und Positronen gelten. Wie weit diese Gültigkeit geht, zeigt nach Ambrosen (66) folgendes Bild der beiden Sargentschen Kurven und der Lagen einiger künstlich aktiver Kerne (Fig. 3):

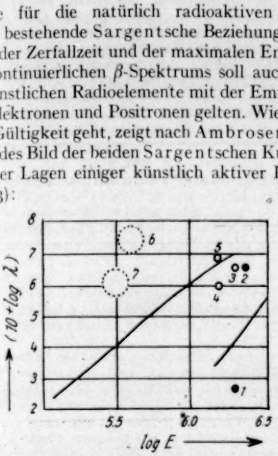


Fig. 3. Vergleich der Sargentschen Kurven mit der Lage künstlich aktiver Kerne (Ambrosen).

1. P^{32}_{15} nach Ambrosen (66).
2. Al^{28}_{13} nach Curie, Joliot und Preiswerk (41).
3. P^{30}_{15} nach Meitner (38).
4. N^{13}_{7} nach Curie und Joliot (28).
5. Si^{27}_{14} nach Curie und Joliot (28).
6. Na^{22}_{11} nach Meitner (37).
7. B^{9}_{5} nach Meitner (37).

Bisher führte die Beschießung der Elemente mit α-Teilchen, Deutonen, Protonen, Neutronen und Photonen zu mehr als 150 Umwandlungsprozessen. Nach Livingston und Evans (128a) lassen sich alle diese Kernreaktionen einschließlich der 47 natürlich radioaktiven Prozesse auf 14 Grundprozesse zurückführen. In einem daraus folgenden Diagramm tritt der Unterschied zwischen Positronen und Elektronen emittierenden Elementen in Erscheinung. Das Diagramm erleichtert außerdem die Vorhersage neuer Kernreaktionen.

Wird die strenge Gültigkeit des Energieprinzips bei Kernprozessen angenommen, so besteht die Möglichkeit, bei genauer Kenntnis des Umwandlungsvorganges und der dabei auftretenden Energiegrößen auf die Massen der Reaktionsteilnehmer zu schließen. Durch Heranziehung geeigneter Prozesse sind so die Massen der leichten Elemente mit erheblicher Genauigkeit berechenbar. Bei derartigen Untersuchungen von Oliphant (175), deren Ergebnisse in nachstehender Tabelle wiedergegeben sind, wird die Genauigkeit zu 0.003 Masseeinheiten angegeben.

Element	Masse	Element	Masse
n	1,0091	B^{11}	11,0128
H^1	1,0081*	(B^{12})	(12,0153)
D^2	2,0147*	(C^{11})	(11,0143)
T^3	3,0171	C^{12}	12,0036*
He^3	3,0171	C^{13}	13,0073
He^4	4,0039*	(N^{13})	(13,0096)
Li^6	6,0167	N^{14}	14,0073*
Li^7	7,0180	N^{15}	15,0048
(Li^8)	(8,0190)	O^{16}	16,0000
Be^8	8,0078	O^{17}	17,0046
Be^9	9,0149	(F^{17})	(17,0073)
Be^{10}	10,0164	F^{19}	19,0045
B^{10}	10,0161		

* von Aston angegeben, ( ) radioaktiv.

Die genaue Kenntnis der Massen ist unter anderem insofern von Bedeutung, als die daraus sich ergebenden Massendefekte als Maß der Kernstabilität einen Anhaltspunkt für die zur Einleitung einer Kernreaktion notwendige Mindestenergie der auftreffenden Teilchen geben.

Literaturverzeichnis.

1932.

1) Feather, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 709.
2) Feather, Nature **130**, 257.

1933.

3) Harkins, Gans u. Newson, Phys. Rev. **43**, 584.
4) Kurie, Phys. Rev. **43**, 771.
5) Savel, C. R. **196**, 1482.
6) Curie u. Joliot, C. R. **196**, 1581.
7) Anderson u. Neddermeyer, Phys. Rev. **43**, 1034.
8) Meitner u. Philipp, Naturwiss. **21**, 468.
9) Lewis, Livingston u. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 55 u. 56.
10) Harkins, Gans u. Newson, Phys. Rev. **44**, 236.
11) Walke, Nature **132**, 242.
12) Lewis, Livingston u. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 317.
13) Feather, Proc. Roy. Soc. (A) **142**, 689.
14) Harkins, Gans u. Newson, Phys. Rev. **44**, 945.

1934.

15) Lea, Nature **133**, 24.
16) Curie u. Joliot, C. R. **198**, 254.
17) Meitner u. Philipp, Zeitschr. f. Phys. **87**, 484.
18) Savel, C. R. **198**, 368.
19) Curie u. Joliot, Nature **133**, 201.
20) Massey u. Mohr, Nature **133**, 211.
21) Alichanow u. Alichanian, Nature **133**, 251.
22) Cockroft, Gilbert u. Walton, Nature **133**, 328.
23) Bonner, Phys. Rev. **45**, 425.
24) Henderson, Livingston u. Lawrence, Phys. Rev. **45**, 428.
25) Crane u. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 430.
27) Oliphant, Harteck u. Rutherford, Nature **133**, 413.
28) Curie u. Joliot, Journ. de phys. **5**, 153.
29) Neddermeyer u. Anderson, Phys. Rev. **45**, 498.
30) Crane u. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 497.

31) Bonner u. Mott Smith, Phys. Rev. **45**, 552.
32) Ellis u. Henderson, Nature **133**, 530.
33) Wertenstein, Nature **133**, 564.
34) Savel, C. R. **198**, 1404.
35) Frisch, Nature **133**, 721.
36) Fermi, Nature **133**, 757.
37) Meitner, Naturwiss. **22**, 420.
38) Meitner, Naturwiss. **22**, 388.
39) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **133**, 871.
40) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **133**, 950.
41) Curie, Joliot u. Preiswerk, C. R. **198**, 2089.
42) Kurie, Phys. Rev. **45**, 904.
43) Fermi, Nature **133**, 898.
44) Fleischmann, Naturwiss. **22**, 434.
45) Henderson, Livingston u. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 38.
46) Bleakney, Harnwell, Lozier, P. T. und H. D. Smyth, Phys. Rev. **46**, 81.
47) Goldhaber, Nature **134**, 25.
48) Zyw, Nature **134**, 64.
49) Newman u. Walke, Nature **134**, 64.
50) Chadwick, Feather u. Davies, Proc. Cabr. Phil. Soc. **30**, 357.
51) Ellis u. Henderson, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 206.
51a) v. Grosse u. Agruss, Phys. Rev. **46**, 241.
52) Bjerge u. Westcott, Nature **134**, 177.
53) Alichanow u. Kosodaew, Zeitschr. f. Phys. **90**, 249.
54) Walke, Nature **134**, 215.
55) Bonner, Phys. Rev. **46**, 258.
56) Vaughan, Williams u. Tate, Phys. Rev. **46**, 327.
57) Livingston, Henderson u. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 325.
58) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **134**, 254.
59) Chadwick u. Goldhaber, Nature **134**, 237.
60) Bjerge u. Westcott, Nature **134**, 286.
61) Newman u. Walke, Nature **134**, 288.
62) Fermi u. a., Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 483.
63) Livingston u. McMillan, Phys. Rev. **46**, 437.
64) Pollard u. Eaton, Phys. Rev. **46**, 528.
65) Lauritsen u. Crane, Phys. Rev. **46**, 537.
66) Ambrosen, Zeitschr. f. Phys. **91**, 43.
67) Szillard u. Chalmers, Nature **134**, 462.
68) Szillard u. Chalmers, Nature **134**, 494.
69) Walke, Nature **134**, 495.
69a) Mattauch, Zeitschr. f. Phys. **91**, 361.
70) Lawrence, Phys. Rev. **46**, 746.
71) Meitner, Naturwiss. **22**, 759.
72) v. Traubenberg u. Bartels, Naturwiss. **22**, 758.
73) Lewis, Phys. Rev. **46**, 897.
74) Brasch, Lange u. Waly, Nature **134**, 880.
75) Nichira, Sagane, Takeuchi u. Tomita, Nature **134**, 941.
76) Crane, Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **46**, 1109.
77) Danysz, Nature **134**, 970.
78) Danysz, Rotblat, Wertenstein u. Zyw, Nature **134**, 970.

1935.

79) Gans, Harkins u. Newson, Phys. Rev. **47**, 52.
80) v. Grosse u. Agruss, Phys. Rev. **47**, 91.
81) v. Grosse u. Agruss, Phys. Rev. **47**, 93.
82) Cockroft, Gilbert u. Walton, Proc. Roy. Soc. (A) **148**, 225.
83) Lawrence, Phys. Rev. **47**, 17.
84) Hahn u. Meitner, Naturwiss. **23**, 37.
85) Szillard u. Chalmers, Nature **135**, 98.
85a) v. Grosse u. Agruss, Phys. Rev. **47**, 93.
86) Kurie, Phys. Rev. **47**, 97.
87) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Zeitschr. f. Phys. **93**, 350.
88) Haxel, Zeitschr. f. Phys. **93**, 400.
89) Hevesy u. Levy, Nature **135**, 96.
90) McLennan, Grimmett u. Read, Nature **135**, 147.
91) Sosnowski, C. R. **200**, 391.
92) Rhidenour, Yost u. Shinohara, Phys. Rev. **47**, 253.
93) Wilkins u. Shnidman, Phys. Rev. **47**, 251.
94) McMillan u. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 254.
95) Lawrence, McMillan u. Henderson, Phys. Rev. **47**, 254.
96) Richardson u. Kurie, Phys. Rev. **47**, 253.
97) Bonner u. Brubaker, Phys. Rev. **47**, 254.
98) Sosnowski, C. R. **200**, 446.
99) Rhidenour, Yost u. Shinohara, Phys. Rev. **47**, 318.
100) Pegram, Dunning u. Fink, Phys. Rev. **47**, 325.
101) Lawrence, McMillan u. Henderson, Phys. Rev. **47**, 273.
102) Dee, Proc. Roy. Soc. (A) **148**, 623.
103) Westerfield u. Pietenpol, Phys. Rev. **47**, 325.
104) McMillan u. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 343.
105) Dunning, Pegram, Fink u. Mitchell, Phys. Rev. **47**, 416.
106) Crane u. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 420.
107) Joliot u. Kowarski, C. R. **200**, 824.
108) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **135**, 393.
109) Sosnowski, C. R. **200**, 922.
110) McMillan u. Livingston, Phys. Rev. **47**, 452.
111) Hafstad u. Tuve, Phys. Rev. **47**, 506.
112) Ellis u. Henderson, Nature **135**, 429.
113) Lawrence, Nature **135**, 440.
114) Sosnowski, C. R. **200**, 1027.
115) Sugden, Nature **135**, 469.
116) McLennan, Grimmett u. Read, Nature **135**, 505.
116a) Newman u. Walke, Nature **135**, 508.
117) B. u. J. Kourtschatow, Myssowski und Roussinow, C. R. **200**, 1201.
118) Fermi u. a., Proc. Roy. Soc. (A) **149**, 522.
119) Hevesy u. Levy, Nature **135**, 580.
120) Pollard u. Eaton, Phys. Rev. **47**, 597.
121) Fahlenbrach, Zeitschr. f. Phys. **94**, 607.
122) Herzfinkel, Rotblat u. Zyw, Nature **135**, 653.
123) Warfield u. Ruark, Phys. Rev. **47**, 700.
124) Fahlenbrach, Naturwiss. **23**, 288.
125) Ellis u. Henderson, Nature **135**, 688.
126) Gans, Harkins u. Newson, Phys. Rev. **47**, 795.
127) Bethe, Phys. Rev. **47**, 747.
128) Crane, Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 782.
128a) Livingston u. Evans, Phys. Rev. **47**, 795.
129) Kurie, Richardson u. Paxton, Phys. Rev. **47**, 796.
130) Hahn u. Meitner, Naturwiss. **23**, 320.
131) Paneth u. Fay, Nature **135**, 820.
132) Stegmann, Zeitschr. f. Phys. **95**, 72.
132a) Oliphant, Kempton u. Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 241.

133) Kikuchi, Nakagawa u. Aoki, Nature **135**, 905.
134) Preiswerk u. Halban, C. R. **201**, 722.
135) Moon u. Tillmann, Nature **135**, 904.
136) Crane, Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 887.
137) Oppenheimer u. Philipps, Phys. Rev. **47**, 845.
138) Klarmann, Zeitschr. f. Phys. **95**, 221.
139) Gurevich, Nature **135**, 956.
140) Crane, Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **47**, 971.
141) Schnetzler, Zeitschr. f. Phys. **95**, 302.
142) Flügge u. Krebs, Zeitschr. f. Phys. **95**, 319.
143) Bjerge u. Westcott, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 709.
144) Marsh u. Sugden, Nature **136**, 102.
145) Hevesy u. Levy, Nature **136**, 103.
145a) Eckardt, Naturwiss. **23**, 527.
146) Frisch, Nature **136**, 220.
147) Hafstad u. Tuve, Phys. Rev. **48**, 306.
148) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **136**, 257.
149) Jäckel, Zeitschr. f. Phys. **96**, 151.
150) Chadwick u. Goldhaber, Proc. Roy. Soc. (A) **151**, 479.
151) Fahlenbrach, Zeitschr. f. Phys. **96**, 503.
152) Libby, Peterson u. Latimer, Phys. Rev. **48**, 571.
153) Lawrence, McMillan u. Thornton, Phys. Rev. **48**, 493.
154) Cockroft, Nature **136**, 467.
155) Rotblat, Nature **136**, 515.
156) Curie, Halban u. Preiswerk, Journ. de phys. Nr. 9, 361.
160) Ellis u. Henderson, Nature **136**, 755.
161) Ellis u. Henderson, Proc. Roy. Soc. (A) **152**, 714.
162) Delsasso, Fowler u. Lauritsen, Phys. Rev. **48**, 848.
163) Newson, Phys. Rev. **48**, 790.
164) McLennan u. Rann, Nature **136**, 831.
165) Ehrenberg, Nature **136**, 870.
166) Livingood u. Snell, Phys. Rev. **48**, 851.
167) Tanaka, Phys. Rev. **48**, 916.
168) Henderson, Phys. Rev. **48**, 855.

1936

169) Hevesy u. Levy, Nature **137**, 185.
170) Stetter, Physik. Zeitschr. **37**, 88.
171) Döpel, Physik. Zeitschr. **37**, 96.
172) Bonner u. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 223.
173) Alichanow, Alichanian u. Dzelepow, Nature **137**, 314.
174) Döpel, Zeitschr. f. Phys. **99**, 161.
175) Oliphant, Nature **137**, 397.
176) Kikuchi, Nature **137**, 398.
177) Hahn u. Meitner, Naturwiss. **24**, 158.
178) Cockroft und Lewis, Proc. Roy. Soc. (A) **154**, 246.

Das Schrifttum reicht bis Anfang März 1936. Ferner wurden berücksichtigt die zusammenfassenden Berichte von:

Fleischmann u. Bothé, Ergebn. d. Ex. Naturwiss. Bd. 13 u. 14.
Flügge u. Krebs, Physik. Zeitschr. **36**, 466, 1935.
Kirchner u. Neuert, Physik. Zeitschr. **36**, 54, 1935.
Hoffmann, Die Physik in reg. Ber., **3**. 1, 1935.

Berlin-Charlottenburg.

(Eingegangen 24. Februar 1936.)

ZUSCHRIFTEN.

Über den elektrischen Widerstand des Goldes bei tiefen Temperaturen im magnetischen Transversalfeld.

Von E. Justi und H. Scheffers.

Im Anschluß an Messungen von Kapitza[1]) sowie von Meißner und Scheffers[2]) haben wir Untersuchungen über den Einfluß starker Magnetfelder auf den elektrischen Widerstand von Metallen bei tiefen Temperaturen begonnen, die verschiedene unerwartete Ergebnisse lieferten. Wir berichten hier kurz über den Widerstand des schon von Meißner und Scheffers untersuchten Goldeinkristalls $Au\,5$ bei 20,38° und 14,00° abs. in Magnetfeldern bis zu 22 Kilo-Gauß; die Längrichtung dieses Stäbchens, stets transversal zum Feld, soll mit den Kubuskanten Winkel von 38°, 63° und 64° bilden. Die Meßanordnung war ähnlich wie bei Meißner und Scheffers, jedoch konnte durch die Verwendung des neuen hochempfindlichen Supergalvanometers auf besonders erschütterungsfreier Aufstellung die Meßgenauigkeit gesteigert werden.

1. Die anfängliche schlechte Übereinstimmung unserer Meßergebnisse untereinander und mit denen von Meißner und Scheffers erklärte sich dadurch, daß trotz der kubischen Struktur des Goldes auch die Orientierung der Kristallachsen

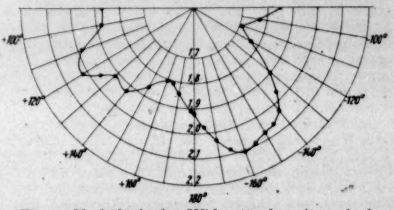


Fig. 1. Verhältnis der Widerstände mit und ohne Magnetfeld R_H/R bei 20,38° abs. und $H = 21{,}7$ k Gauß in Abhängigkeit von der Richtung des magnetischen Querfeldes.

zum Magnetfeld einen bedeutenden Einfluß hat; wir fanden nämlich eine starke Winkelabhängigkeit der Widerstandsänderung. So zeigt Fig. 1 für $T = 20{,}38°$ und $H = 21{,}7$ Kilo-Gauß das Verhältnis der Widerstände mit und ohne Magnetfeld

1) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. London (A) **123**, 292, 1929; **126**, 683, 1930.
2) W. Meißner und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **30**, 827, 1929.

in Abhängigkeit von der Drehung des Elektromagneten um den festgehaltenen Kristall. Danach schwankt dieses Widerstandsverhältnis zwischen $1{,}7_1$ und $2{,}1_1$. Noch ausgesprochener wird die Anisotropie am Tripelpunkt des Wasserstoffs, bei 14,0°; in Fig. 2 läßt die äußere Kurve Schwankungen der Widerstandszunahme von $2{,}4_0$ bis $4{,}6_0$

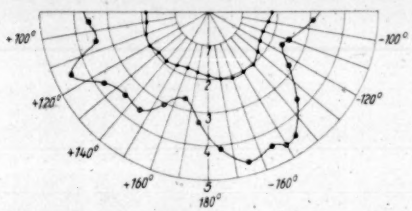


Fig. 2. Verhältnis der Widerstände mit und ohne Magnetfeld R_H/R_0 bei 21,7 k Gauß und 20,38° abs. (innere Kurve) und 14,0° (äußere Kurve) in Abhängigkeit von der Richtung des magnetischen Querfeldes.

erkennen. Die Maxima und Minima haben hier etwa dieselbe Lage wie bei der zum Vergleich eingezeichneten (inneren) Isotherme für 20,38° nach Fig. 1; eine höhere Symmetrie der Kurven ist nicht zu erwarten, da keine der ausgezeichneten Kristallachsen mit der Längsachse des Kristalls zusammenfällt. Wir schließen aus diesen Versuchen, daß im Gegensatz zu der Theorie von W. Voigt[1]) auch kubische Kristalle hier nicht als praktisch isotrop behandelt werden dürfen. Damit sind die schon früher zurückgewiesenen Überlegungen Kapitzas über die Bedeutung der Steilheit der $\frac{\Delta R}{R}, H$-Kurve im Zusammenhang mit Restwiderstand und Supraleitung erneut als hinfällig erwiesen.

2. Im allgemeinen besteht im Bereich höherer Feldstärken[2]) ein linearer Zusammenhang zwischen Widerstandszunahme und Feldstärke auch oberhalb der höchsten von Meißner und Scheffers benutzten Feldstärken (13 Kilo-Gauß); die entsprechenden Kurven biegen also nicht zur Feldstärkenachse um, wie es nach der Elektronengastheorie[3]) sein sollte. Dagegen scheint nach unseren Messungen diese Kurve für ein Azimut mit maximaler Widerstandszunahme etwas stärker, für einen Minimumswinkel etwas schwächer als proportional mit H anzusteigen; doch soll diese Frage durch weitere Versuche nachgeprüft werden.

3. Während die Meßanordnung (Goldkristall und Kupferzuleitungen) bei $H = 0$ keine merklichen Thermokräfte aufweist, erhält man beim Kommutieren des Meßstromes für höhere Feldstärken verschiedene Einstellungen des Diesselhorst-Kompensators. Dieser Spannungsunterschied ändert sein Vorzeichen, wenn man das Magnetfeld durch Drehen des Magneten um 180° oder durch Wenden des Magnetisierungsstromes umkehrt. Innerhalb gewisser Fehlergrenzen ändert sich die Einstellung des Kompensators aber nicht, wenn man gleichzeitig Magnetisierungs- und Meßstrom kommutiert. Eine genaue Untersuchung dieser Erscheinung in Abhängigkeit von Meßstromstärke, magnetischer Feldstärke und Kristallorientierung wird durch die Kleinheit der zu messenden Spannungsabfälle sehr erschwert (Gesamtwiderstand etwa $10^{-5}\,\Omega$); jedenfalls besteht aber auch bei der höchsten Feldstärke und ausgeschaltetem Meßstrom keine merkliche Thermokraft. Nachdem wir inzwischen noch höhere Feldstärken erzeugen konnten, haben wir Messungen an anderen Kristallen, besonders an solchen mit relativ zur Längsachse ausgezeichneten Achsenstellungen vorbereitet, die übersichtlichere Erscheinungen zeigen sollten; hierüber sowie über Einzelheiten der Versuchsanordnung werden wir später an dieser Stelle berichten.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, März 1936.

(Eingegangen 3. April 1936.)

1) W. Voigt, Kristallphysik, 1910.

2) Nach M. Kohler, (Ann. d. Phys. **20**, 891 1934) ist für das Gebiet kleiner Feldstärken, in dem die Widerstandszunahme dem Quadrat der Feldstärke proportional ist, eine geringe Anisotropie möglich.

3) Vgl. z. B. R. Peierls, Ann. d. Phys. **10**, 97, 1931.

Nachrichten.

Habilitiert: Der Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie Dr. Ernst Jenckel an der Universität Berlin für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Herbert Brintzinger vertretungsweise zum ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität Kiel, Dr. phil. Emil Everling zum a. o. Professor für Luftfahrt und technische Mechanik an der Technischen Hochschule Berlin, der Dozent für technische Physik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Wolfgang Finkelnburg zum Oberassistenten am physikalischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt, der Dozent der Mathematik an der Hansischen Universität in Hamburg Dr. Hans Petersson vertretungsweise in gleicher Eigenschaft an die Universität Leipzig, der a. o. Professor an der Universität Gießen Dr. Lothar Hock zum a. o. Professor für technische Chemie an der Universität Halle, der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Otto Eggert zum Direktor des Preußischen Geodätischen Instituts in Potsdam (an Stelle des zurückgetretenen Wirkl. Admiralitätsrat Professor Dr. Ernst Kohlschütter).

In den Ruhestand: Der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe (inzwischen zum Präsidenten der Deutschen chemischen Gesellschaft gewählt) Dr. Alfred Stock.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg i. Br. Geh. Hofrat Dr. Ludwig Stickelberger in Basel, der ord. Professor der Agrikulturchemie an der Eidg. Technischen Hochschule Zürich Dr. Georg Wiegner, der Elektrotechniker Professor Dr. Sigwart Ruppel in Frankfurt a. M., der frühere Privatdozent der Chemie an der Universität Göttingen und Leiter des Wissenschaftlichen Laboratoriums des Rütgers-Werks in Berlin Dr. Johannes Sielisch.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.